



# Actionnement magnétique à l'échelle nanométrique

Lise Bilhaut

## ► To cite this version:

Lise Bilhaut. Actionnement magnétique à l'échelle nanométrique. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00468902

**HAL Id: tel-00468902**

**<https://theses.hal.science/tel-00468902>**

Submitted on 31 Mar 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse pour obtenir le grade de docteur  
de l'Université Joseph Fourier

Préparée au Laboratoire des Composants Microsystèmes  
du CEA/LETI-MINATEC  
dans le cadre de l'École doctorale de Physique  
Spécialité : physique des matériaux

TITRE

# ACTIONNEMENT MAGNÉTIQUE À L'ÉCHELLE NANOMÉTRIQUE

Présentée et soutenue publiquement par  
**Lise Bilhaut**  
le 26 novembre 2009

Thèse dirigée par Jean-Philippe Bourgoin  
et co-encadrée par Laurent Duraffourg

## JURY

Orphée Cugat  
Astrid Lambrecht  
Alain Bosseboeuf  
Jean-Philippe Bourgoin  
Laurent Duraffourg  
Laurent Chiesi  
Bernard Viala

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur



*Table des matières*

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Acronymes</b>	<b>7</b>
<b>Résumé</b>	<b>9</b>
<b>Abstract</b>	<b>9</b>
 <b>Chapitre 1. Nanosystèmes et rupture technologique</b>	 <b>11</b>
<b>Présentation du chapitre</b>	<b>11</b>
<b>1.1. Enjeux de la thèse</b>	<b>12</b>
1.1.1. Les MEMS : un marché actif	12
1.1.2. Cadre de la thèse	13
<b>1.2. Fonctionnement des MEMS</b>	<b>15</b>
1.2.1. Principes de fabrication	15
1.2.2. Principes d'actionnement	16
1.2.3. Principes de détection	18
<b>1.3. Réduction des dimensions : des MEMS aux NEMS</b>	<b>19</b>
1.3.1. Enjeux des nanosystèmes	19
1.3.2. Influence de la réduction des dimensions sur les paramètres matériaux	20
1.3.3. Influence de la réduction des dimensions sur l'actionnement	21
<b>1.4. État de l'art des NEMS</b>	<b>22</b>
1.4.1. Les nano-commutateurs	22
1.4.1.1. Domaines d'application d'un nano-commutateur	22
1.4.1.2. Principes d'actionnement et de détection	22
1.4.2. Les nano-résonateurs	24
1.4.2.1. Domaines d'applications d'un nano-résonateur	24
1.4.2.2. Principes d'actionnement et de détection	25
<b>1.5. Empilements magnétiques : une rupture technologique</b>	<b>27</b>
1.5.1. Quelques rappels de magnétisme	27
1.5.2. Mémoires magnétiques à accès aléatoire	28
1.5.3. Les MRAM à commutation assistée thermiquement	31
<b>1.6. Problématiques de la thèse</b>	<b>32</b>
 <b>Chapitre 2. Modélisation de l'actionnement magnétique</b>	 <b>37</b>
<b>Présentation du chapitre</b>	<b>37</b>
<b>2.1. Simulation magnétique</b>	<b>38</b>
2.1.1. Champ magnétique généré par un aimant	38
2.1.1.1. Modélisation par approche coulombienne	38
2.1.1.2. Évaluation du calcul analytique par rapport au calcul numérique	39
2.1.2. Champ magnétique généré par un courant	42
2.1.2.1. Modélisation analytique	42
2.1.2.2. Comparaison avec le théorème d'Ampère	43
2.1.2.3. Dimensionnement de la ligne de courant pour le nano-commutateur	46
2.1.3. Pertinence de l'utilisation des couches AF/FM	49
2.1.3.1. Comparaison matière aimantée et courant	49
2.1.3.2. Magnétisme en couches minces : effet de forme et tendances générales	50



<b>2.2.</b>	<b>Actionnement par force magnétique dipolaire</b>	<b>52</b>
2.2.1.	Introduction	52
2.2.2.	Configurations possibles	53
2.2.3.	Simulation mécanique statique	54
2.2.3.1.	Détermination du module d'Young du platine	54
2.2.3.2.	Détermination des paramètres géométriques	56
2.2.3.3.	Détermination du pas de résolution de la simulation	58
2.2.3.4.	Résolution de l'équation d'Euler	58
2.2.4.	Modélisation thermique du système de chauffage	63
2.2.5.	Détermination de l'état du commutateur	66
2.2.6.	Dimensionnement du nano-commutateur	68
<b>2.3.</b>	<b>Actionnement par la force de Laplace</b>	<b>71</b>
2.3.1.	Introduction	71
2.3.2.	La force de Laplace	71
2.3.3.	Détermination des paramètres mécaniques liés à la dynamique	72
2.3.3.1.	Équation de la dynamique et décomposition de Galerkin	72
2.3.3.2.	Équation du mode fondamental	74
2.3.3.3.	Fréquence de résonance et constante de raideur	75
2.3.3.4.	Détermination de la masse efficace	76
2.3.4.	Calcul de la déflexion du nano-résonateur	78
2.3.4.1.	Calcul de la force de Laplace	78
2.3.4.2.	Modélisation mécanique : force distribuée uniformément sur un segment	79
2.3.5.	Dimensionnement du nano-résonateur	82
<b>2.4.</b>	<b>Conclusion sur la modélisation de l'actionnement magnétique</b>	<b>84</b>
2.4.1.	Synthèse du Chapitre 2	84
2.4.2.	Améliorations et perspectives	86
<b>Chapitre 3.</b>	<b>Nano-commutateur magnétique</b>	<b>87</b>
	<b>Présentation du chapitre</b>	<b>87</b>
<b>3.1.</b>	<b>Cahier des charges du nano-commutateur</b>	<b>88</b>
<b>3.2.</b>	<b>Process de fabrication du nano-commutateur</b>	<b>88</b>
3.2.1.	Contraintes technologiques	88
3.2.1.1.	Influence sur le dimensionnement	88
3.2.1.2.	Influence dans le choix des procédés technologiques	90
3.2.2.	Empilement retenu	91
3.2.3.	Tests électriques paramétriques	95
3.2.4.	Résultats	95
3.2.4.1.	Résultats des premiers tests électriques paramétriques	95
3.2.4.2.	Brique de base : Dépôt d'AlCu dans des caissons d'oxyde	99
3.2.4.3.	Résultats des deuxièmes tests électriques paramétriques	100
<b>3.3.</b>	<b>Problématique du contact</b>	<b>102</b>
3.3.1.	Introduction	102
3.3.2.	Théorie du contact électrique	103
3.3.2.1.	Régime balistique et régime diffusif	103
3.3.2.2.	Contact électrique dans les MEMS	105
3.3.3.	Résistance de constriction	106
3.3.3.1.	Établissement du modèle	106
3.3.3.2.	Protocole expérimental	107
3.3.3.3.	Résultats expérimentaux et comparaison avec le modèle	110
3.3.3.4.	Résistivité des matériaux en couche mince	113
3.3.4.	Évaluation de la résistance de contact pour le nano-commutateur	115
3.3.5.	Conclusion sur les résistances de contact	119
<b>3.4.</b>	<b>Conclusion sur le nano-commutateur</b>	<b>119</b>
3.4.1.	Synthèse du Chapitre 3	119

3.4.2.	Respect du cahier des charges -----	120
3.4.3.	Amélioration et perspectives -----	121
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Nano-résonateur magnétique-----</b>	<b>123</b>
	<b>Présentation du chapitre -----</b>	<b>123</b>
<b>4.1.</b>	<b>Cahier des charges-----</b>	<b>124</b>
<b>4.2.</b>	<b>Fabrication du nano-résonateur -----</b>	<b>124</b>
4.2.1.	Fabrication en 100 mm-----	124
4.2.1.1.	Contraintes technologiques-----	124
4.2.1.2.	Empilement réalisé à la PTA-----	126
4.2.1.3.	Nivellement après gravure de l'aimant-----	127
4.2.1.4.	Libération XeF <sub>2</sub> des plaques 100 mm -----	128
4.2.2.	Empilement sur des plaques de 200 mm -----	132
4.2.2.1.	Adaptation de l'empilement du nano-commutateur-----	132
4.2.2.2.	Brique de base : gravure IBE avec masque résine-----	135
4.2.2.3.	Résultats en cours de process -----	136
4.2.2.4.	Libération XeF <sub>2</sub> des plaques 200 mm -----	141
<b>4.3.</b>	<b>Mesures du mouvement du nano-résonateur-----</b>	<b>147</b>
4.3.1.	Détection optique par vibrométrie laser par effet Doppler-----	147
4.3.1.1.	Banc de mesure-----	147
4.3.1.2.	Résultats -----	148
4.3.2.	Variation de la fréquence de résonance dû au procédé de fabrication -----	151
4.3.2.1.	Influence de la surgravure des encastrement -----	151
4.3.2.2.	Influence des contraintes résiduelles-----	152
4.3.3.	Détection magnétomotrice intégrée-----	153
4.3.3.1.	Loi de Lentz-----	153
4.3.3.2.	Modélisation électrique du système mécanique -----	154
4.3.3.3.	Principes de détection -----	155
<b>4.4.</b>	<b>Conclusion sur le nano-résonateur -----</b>	<b>158</b>
4.4.1.	Synthèse du Chapitre 4-----	158
4.4.2.	Respect du cahier des charges -----	159
4.4.3.	Améliorations et perspectives-----	160
4.4.3.1.	Optimisation du design-----	160
4.4.3.2.	Optimisation de la mesure-----	161
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Conclusion -----</b>	<b>163</b>
<b>Annexe 1.</b>	<b>Simplification du calcul de la déformée statique du nano-commutateur -----</b>	<b>165</b>
<b>Annexe 2.</b>	<b>Comparaison avec des modèles mécaniques plus simples -----</b>	<b>169</b>
<b>Annexe 3.</b>	<b>Procédé de fabrication des résistances de constriction 2D -----</b>	<b>171</b>
<b>Annexe 4.</b>	<b>Tailles des grains et rugosités de films d'or -----</b>	<b>172</b>
<b>Annexe 5.</b>	<b>Gravure IBE -----</b>	<b>174</b>
A5. 1.	Exemple de détection SIMS -----	174
A5. 2.	Calcul de l'épaisseur de SiO <sub>2</sub> pour le masque dur -----	174
<b>Annexe 6.</b>	<b>Contrôles dimensionnels au cours de la fabrication-----</b>	<b>175</b>
<b>Références</b>	<b>-----</b>	<b>176</b>



## Remerciements

*Écrire ces remerciements est pour moi un vrai plaisir, et je dois avouer que lors de la rédaction du manuscrit, cette perspective m'a bien souvent aidée à aller de l'avant. Les remerciements, ce sont un peu le « off » de la thèse, l'aventure humaine qui a accompagné l'aventure scientifique.*

Mes premiers remerciements vont à Laurent Duraffourg, mon encadrant de thèse qui, tout au long de ces trois ans, a su me laisser suffisamment de liberté tout en étant toujours présent lorsque cela était nécessaire. Je remercie Bernard Viala, qui m'a également guidée lors de ce travail et par qui le magnétisme est venu. Merci aussi à Jean-Philippe Bourgoin, mon directeur de thèse, que la distance n'a pas empêché de prodiguer des conseils avisés. Je remercie également Philippe Robert, le directeur du LCMS, ainsi que le chef du projet Carnot NEMS, Philippe Andreucci, grâce auquel j'ai rarement eu à me soucier des côtés pécuniaires de ma recherche.

Je souhaite également remercier les membres de mon jury, à commencer par mes rapporteurs Alain Bosseboeuf et Astrid Lambrecht (merci pour avoir accepté de rapporter ma thèse dans des délais aussi courts). J'ai eu l'honneur d'avoir pour président de jury Orphée Cugat, et j'en profite pour souhaiter longue vie aux MAGMAS ! Merci à Laurent Chiesi pour avoir apporté une vision industrielle à ma soutenance.

Évidemment, la grosse machine du LETI ne tourne pas toute seule, et je souhaite remercier les gens qui ont été plus particulièrement impliqués dans ma thèse, à commencer par Denis Renaud, qui m'a guidée dans la définition de l'empilement technologique pour le nano-commutateur et le nano-résonateur. Merci à Nathalie Bernard-Henriques, pour ses explications patientes des polarités de masques, des grades, des motifs de contrôle... Merci à Nicole Bouzaida et à Chantal Chantre pour avoir dessiné les masques RUBI (et merci à Christophe d'avoir trouvé cet acronyme pour Relais Ultra-miniature Bistable Intégré : il a bien mérité sa boîte de chocolat !). Merci à Agnès Royer pour avoir signé les autorisations nécessaires pour l'entrée de dangereux métaux (Ru et Pt) au 41. Merci à Marie-Claire Cyrille, qui a pris le temps de m'introduire aux subtilités des process liés aux MRAM, et à Alain Persico, spécialiste *à* gravure IBE, ainsi qu'à Julien Vidal, qui a assuré jusqu'au bout et un peu plus.

Le travail sur les plaques 200 mm s'est fait dans les bâtiments 41 et BHT, et je remercie tous les gens de ces salles blanches pour leur travail quotidien, notamment Fabrice Perrin et Adrien Goguet pour leur disponibilité. Merci à Gaëlle Chamiot-Maitral pour le travail de développement sur la lithographie 200 mm et le fluage de la résine. Merci à l'équipe CMP de Maurice Rivoire, et plus particulièrement à Daniel Scevola. Merci à Stéphane Minoret pour son travail sur le dépôt de l'AlCu dans les caissons de SiO<sub>2</sub>. Merci à Olivier Pollet pour m'avoir finalement laissée stripper le ruthénium. Merci à Catherine Carabasse et à Pascal Lavios pour leurs belles images FIB. Merci à Jérôme Dechamp pour des essais de CMP en 100 mm (on aura essayé !). Merci à Aurélien Suhm pour m'avoir prêté son pyjama à Lille et m'avoir formée à la gravure XeF<sub>2</sub>.

Merci à toute l'équipe de la Plate-forme Technologique Amont, dirigée par Thibault Haccart, pour sa disponibilité et l'atmosphère familiale de cette salle blanche dans laquelle il est très agréable de travailler. Merci plus spécialement à Helge Haas pour son travail sur l'évaporateur et Jean-Luc Thomassin, pour avoir répondu à toutes mes questions sur la litho, ainsi qu'à Delphine Constantin pour m'avoir donné asile au CIME quand les machines étaient en panne.

Merci aux membres du LCFM : Romain Anciant pour les tests électriques paramétriques qu'il a conduits et le temps qu'il a pris pour m'expliquer le fonctionnement de ces machines, Philippe Renaux pour tout le travail sur la détection optique du mouvement du nano-résonateur et Delphine Pinto, pour la présence féminine à Lausanne. Merci à Christophe Poulain pour la collaboration fructueuse qui nous a conduits, de la résolution d'une intégrale, à la résistivité des

couches minces. Merci également aux stagiaires de Christophe, Delphine Lory, qui a effectué les images AFM des échantillons de constriction et Miguel Ania Asenjo, pour son coup de main sur la modélisation Comsol de la résistance de contact. Bonne fin de thèse à Maxime, avec un souvenir particulier de notre balade humide en vélo à Vancouver.

Merci aux personnes de Spintec, surtout à Marie-Thérèse Delaye, qui m'a enseigné bien plus que les petits trucs de salle blanche. Merci à Kevin Garello, qui continuait de sourire même lorsque je lui demandais *encore* des plaques de Ru/NiMn/FeCo/NiMn/Ru. Merci à Hélène Joisten pour sa précieuse aide sur la modélisation Flux3D.

Toute ma gratitude va aux secrétaires de choc Béatrice et Christine, toujours là pour penser à ce qu'un chercheur oublie si fréquemment (les choses pratiques).

Merci aux membres du LCMS que j'ai côtoyés pendant toute ma thèse, qui n'ont jamais été avares de leur aide et qui se sont prêtés volontiers aux concours de photo et de galettes (des rois) : Carine, Valérie, Sébastien, Stephan, JS, Christel, Cécilia, Stéphane, Emerick, Samuel, Eric, Bruno, Arnaud. Enfin, une petite pensée pour mes compagnons de galère, Najib et Ervin, sans oublier Sébastien qui un jour est venu dans mon bureau me montrer une chose qui n'attendait pas : un arc-en-ciel.

Merci à tous les jeunes du LCMS et du LCRF qui se sont succédés dans la salle café au cours des trois années : Julien, Dirk, Kamal, Karim, Julie (et sa bonne humeur communicative), Matthieu, Grégory, Brice, Denis (oui, Denis, tu es jeune !), Issiaka (j'espère que tu étais bien au 43 cours Berriat), Mathieu (dit Matpij), Mathieu (Matpij !), Alex (grand maître du MWWG), Gwenael (dont les crêpes m'ont fait fantasmer quand j'étais perdue dans la brousse à Madagascar), Marie et Aurélien (encore lui). Merci aux moins jeunes, mais tout aussi réjouissants Robert (oui, une robe peut peser moins de 200 g), Patrick, Hubert et Patrice.

Merci à Jean-Philippe Polizzi pour les discussions en vrac sur la SF, les BD et BSG. Et sur les MEMS bien sûr.

Merci aux personnes qui ont partagé mon bureau : Hervé, puis Thomas dit Tom-Tom, Hoang Trang (*Em yeu anh*), Henri Blanc (en espérant que nous poursuivrons les débats tard dans la vie), Julien et Paul. Je souhaite à Antoine, qui a récupéré mon bureau, d'y connaître les mêmes satisfactions.

Un énorme merci à la cellule féminine de soutien psychologique du LCMS (et d'ailleurs), qui a rendu l'atmosphère et ma vie de thésarde plus rose : Audrey, Sophie, Brigitte, Cat-Med, Angélique, Marie-Laure, Mylène, Marie-Hélène, Laurent/Tue (j'espère qu'il ne m'en voudra pas trop de le mettre là), Marie-T (encore elle), Fanny et Mouna (la minette n'oubliera pas tes recommandations !)

Merci aux thésards d'ici et d'ailleurs qui ont partagé beaucoup plus que la vie de labo : aux membres d'AITAP, plus particulièrement Julia, Khaled et David, à Benoît pour avoir arrosé mes plantes et essayé de m'apprendre à nager, et à Alessandro, Giulia, Guillaume et Simon, à qui je promets de ne plus cuisiner ni tartiflette, ni fondue.

Merci à mes amis parisiens qui sont venus assister à ma soutenance : Clémence, Antoine et Matthieu ; ainsi qu'à Perrine et Émilie pour avoir joué les research-maids. Special thanks to my friend Gillian from Ireland. Merci à mes amis de Grenoble qui, en m'ayant permis d'avoir un pied hors de cette Terre, m'ont aidé à m'y tenir droite. J'espère qu'ils verront un jour ce fameux champ de force dans l'espace.

Enfin, je termine ces lignes en remerciant toute ma famille pour son soutien non seulement durant cette thèse, mais aussi tout au long de mon parcours étudiant.

Merci à Laurent, pour des raisons qui ne sauraient s'écrire.

***Acronymes***

2D	2 Dimensions
AF	Antiferromagnétique
AFM	Microscope à force atomique
ASIC	Circuit intégré spécialisé
CD	Dimension critique
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CMOS	Complementary Metal-Oxyde-Semiconductor
CMP	Polissage mécano-chimique
DC	Courant direct
DCIS	Département Conception et Intégration Systèmes
DPTS	Département Plate-forme Technologique Silicium
DRAM	Mémoire dynamique à accès direct,
DUV	Ultra-violet profond
FEM	Force électro-motrice <sup>1</sup>
FEM	Modélisation par éléments finis <sup>1</sup>
FIB	Sonde ionique focalisée
FL	Couche libre
FM	Ferromagnétique
GMR	Magnéto-résistance géante
HF	Acide hydro-fluorhydrique
IBE	Gravure par faisceau ionique
LCFM	Laboratoire de Caractérisation et Fiabilité des MEMS
LCMS	Laboratoire des Composants Microsystèmes
LETI	Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information
LPCVD	Dépôt chimique en phase vapeur à basse pression
M€	Million d'euros
MEB	Microscope électronique à balayage
MEMS	Microsystème électro-mécanique
MOS	Métal-Oxyde-Semiconducteur
MRAM	Mémoire magnétique à accès aléatoire
MTJ	Jonction tunnel magnétique
MUS\$	Million de dollars US
NEMS	Nanosystème électro-mécanique
PL	Couche de référence
PTA	Plate-forme Technologique Amont
PVD	Dépôt physique par phase vapeur
RF	Radio-fréquence
SAF	Antiferro-aimant magnétique
SIMS	Spectrométrie de masse à ionisation secondaire
TA-MRAM	MRAM assistée thermiquement
VLSI	Intégration à très grande échelle

---

<sup>1</sup> Le contexte dans lequel est utilisé cet acronyme lève toute ambiguïté sur sa signification.



## ***Résumé***

Cette thèse présente un nouveau système d'actionnement à l'échelle nanométrique, basé sur l'intégration de multicouches antiferromagnétique/ferromagnétique avec une nano-structure mécanique. Ces multicouches, habituellement utilisées dans les mémoires magnétiques, présentent la particularité de maintenir une forte aimantation lorsqu'on en réduit les dimensions. De plus, le sens de l'aimantation de certains empilements peut être modifié grâce à un système thermoélectrique.

Ce nouveau principe d'actionnement est illustré dans ce travail de thèse par deux dispositifs : le premier est un nano-commutateur, qui met à profit les forces dipolaires qui s'exercent entre deux aimants afin de basculer entre deux états mécaniques stables. La bistabilité est atteinte grâce au retournement de l'aimantation d'un des deux empilements magnétiques. Le second système est un nano-résonateur, mis en mouvement par la force de Laplace qui naît de l'interaction entre le courant circulant dans une poutre et le champ magnétique d'un aimant situé sous cette poutre.

Nous détaillons les modèles théoriques spécifiquement développés pour dimensionner ces deux dispositifs. Nous présentons également les empilements technologiques permettant la réalisation de ces nanosystèmes intégrés à très grande échelle sur des plaques de 200 mm. Un des points originaux de ces empilements est l'utilisation d'un procédé de libération basé sur la gravure d'une couche sacrificielle de titane par du difluorure de xénon. Nous abordons également la problématique du changement des paramètres matériaux, notamment de la résistivité, lorsque l'on réduit les dimensions. Cela nous permet de donner une estimation de la résistance de contact du nano-commutateur. Enfin, des mesures effectuées en vibrométrie laser par effet Doppler montrent que le système d'actionnement du nano-résonateur est capable de mettre la poutre en résonance, réalisant ainsi la preuve de concept de ce type d'actionnement.

## ***Abstract***

This PhD thesis presents a new actuation scheme working at the nanoscale, based on the integration of an antiferromagnetic/ferromagnetic stack with a nanomechanical system. Those multilayers, inherited from spintronics and magnetic memory, have the specificity to maintain a high magnetization when decreasing their dimensions. Furthermore, the magnetization direction of some stack can be switched thanks to a thermoelectrical system.

We have illustrated this new actuation system with two devices. The first one is a nanoswitch that uses the dipolar interaction between two magnets in order to commute between two stable mechanical states. The bistability character is reached by switching the magnetization direction of one of the two magnets. The second device is a nanoresonator actuated by the Lorentz force arising from the interaction between a current flowing through the mechanical system and the magnetic field of an integrated magnetic stack.

This manuscript details the theoretical models established to design both devices. We present technological flow charts that allow the manufacturing of both devices in a very large scale integration on 8" wafers. One of the original steps is the release process based on a sacrificial titanium layer etched by xenon difluoride. We also deal with the change in material parameters, especially the resistivity, so we can give an estimated value for the contact resistance of a nanoswitch. Eventually, measurements made with a laser Doppler vibrometer have shown that the manufactured nanoresonator is indeed actuated by the Lorentz force, giving the proof of concept of this new actuation scheme.





# Chapitre 1. Nanosystèmes et rupture technologique

## *Présentation du chapitre*

Ce chapitre concerne le contexte et les enjeux de notre travail de thèse : après un rapide survol du marché des microsystèmes, nous restituons brièvement la thèse dans son contexte institutionnel. Nous introduisons ensuite les principes de fabrication des MEMS ainsi que les techniques d'actionnement et de détection qu'ils utilisent. Dans la troisième partie de ce chapitre, nous étudions le passage des microsystèmes aux nanosystèmes. Si celui-ci présente des intérêts technologiques aussi bien que scientifiques, il n'est pas sans influence sur les paramètres matériaux des systèmes. Nous comparons l'effet de la réduction d'échelle sur les actionnements électrostatique et magnétique. Dans la partie suivante, nous présentons l'état de l'art des NEMS, en nous concentrant sur les objets en concurrence directe avec ceux développés au cours de notre thèse : nano-commutateurs et nano-résonateurs.

Nous exposons dans une cinquième partie la rupture technologique que ce travail de thèse introduit : l'utilisation de multicouches antiferromagnétiques/ferromagnétiques (AF/FM), dont on peut réduire les dimensions sans pour autant affaiblir ou supprimer l'aimantation. Ces multicouches sont utilisées depuis les années 90 dans le domaine des mémoires magnétiques, mais nul n'avait songé à les employer pour actionner des structures mécaniques comme nous le faisons. Nous présentons ici l'origine de ces multicouches AF/FM et l'utilisation classique qui en est faite pour les mémoires magnétiques. Nous introduisons également une propriété essentielle, en sus de leur aimantation rémanente à faible dimension : le retournement possible de cette aimantation.

Enfin, nous définissons les problématiques qui seront abordées lors des chapitres suivants de ce manuscrit.

## 1.1. Enjeux de la thèse

### 1.1.1. Les MEMS : un marché actif

Comme leur nom-acronyme l'indique, les MEMS (*Micro-Electro-Mechanical Systems*) sont des systèmes microscopiques, qui fonctionnent grâce à une source électrique, et qui contiennent une partie mobile. Les MEMS ont été développés à partir des techniques de la microélectronique : lithographie, dépôt, gravure (voir section 1.2.1). Leur spécificité tient à ce que le système présente une partie dite libérée, i.e. capable de bouger sous l'action d'une force extérieure (pression, température, accélération etc). Si le premier MEMS date des années 60, avec la fabrication d'un transistor à grille métallique résonante [1], les propriétés mécaniques du silicium n'ont été vraiment étudiées qu'au début des années 80 [2]. L'introduction des MEMS sur le marché s'est faite avec des buses pour tête d'imprimante (Hewlett Packard, 1979), un capteur de pression sanguine (Honeywell, 1982), puis des accéléromètres pour airbags (Analog Devices, 1993 <sup>2</sup>).

Les MEMS permettent d'adresser des marchés de masse et très diversifiés. Aujourd'hui, le marché atteint plus de 4 828 millions d'euros<sup>3</sup> (6828 MUS\$) et il est essentiellement alimenté par les microbuses des têtes d'impression (1 172 M€) et les capteurs de pression (740 M€) (Figure 1.1-1).

Il semble que le marché des MEMS connaisse aujourd'hui une mutation, accélérée par la crise : la croissance du marché des micro-miroirs ainsi que celui des têtes d'impression est en ralentissement (du fait de la concurrence de l'impression laser et des têtes d'impression permanentes). Parallèlement, de nouveaux marchés apparaissent, basés essentiellement sur des applications électroniques grands public (téléphonie mobile, jeux). iSuppli prévoit que 30% du marché des MEMS correspondra à ce secteur en 2013, contre 19% en 2008 [3]. Les nouveaux produits utilisent principalement des MEMS inertiels (accéléromètres, gyroscopes, magnétomètres) pour des applications allant de l'écran basculant au stabilisateur de caméra en passant par la boussole. Si la crise 2008-2009 a impacté l'industrie des semi-conducteurs avec une chute du chiffre d'affaire de 23%, ces nouvelles applications ont généré pour les MEMS un chiffre d'affaire de 1240 M\$, et la tendance est à la hausse : iSuppli prévoit qu'un téléphone sur trois sera équipé d'un accéléromètre en 2010, contre un sur cinq en 2009 et un sur onze en 2008 [4]. Le coût très compétitif des accéléromètres est un facteur essentiel de cette croissance : en 2013, un accéléromètre 3-axes pour la téléphonie mobile devrait être vendu 0,50\$. Quant aux applications automobiles, malgré leur déclin dû à la diminution des ventes de voitures, elles sont soutenues par les nouvelles régulations américaines et européennes concernant le contrôle électronique de la stabilité.

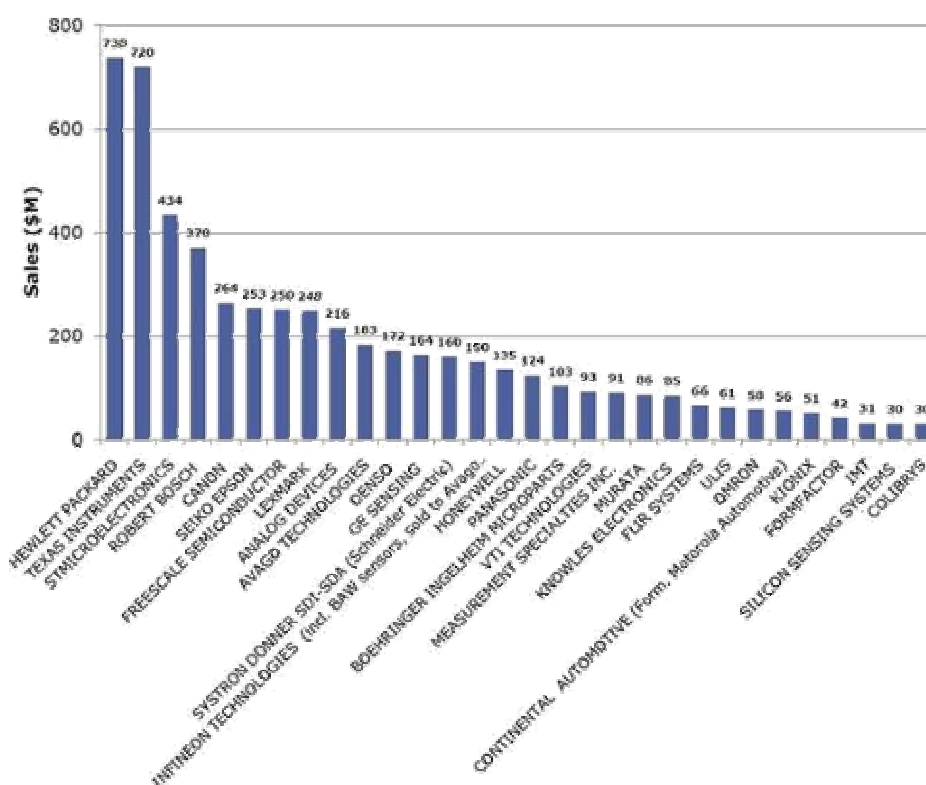
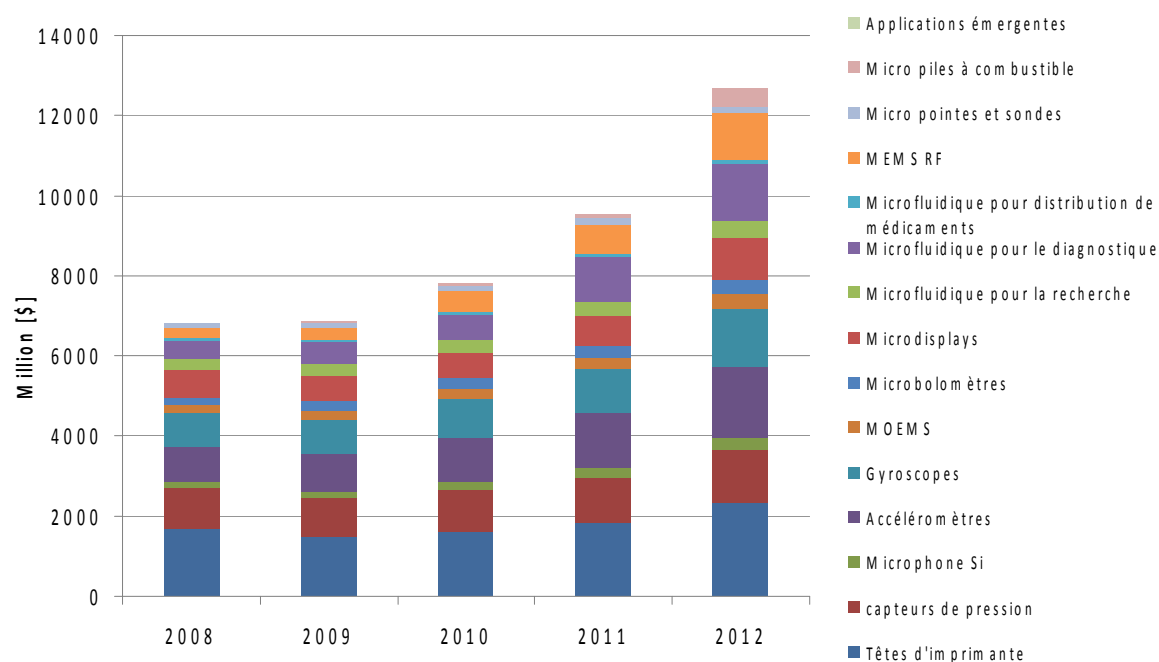
D'autres marchés, plus modérés, s'ouvrent actuellement aux MEMS : la défense et l'aéronautique (antenne et radar électronique, microbolomètre), ainsi que le médical (micropompe à insuline) et l'industrie (contrôle de procédés). Si ces secteurs ne sont pas à proprement parlé des marchés de masse, ils exigent des MEMS à haute performance.

Les fabricants de MEMS les plus importants sont Hewlett Packard et Texas Instrument, puis ST Microelectronics et Bosch (Figure 1.1-2). Bien que les microsystèmes soient à l'origine de la création de plusieurs start-ups, 10 % des fabricants de MEMS (environ 30 entreprises) réalisent 90% du chiffre d'affaire mondial.

---

<sup>2</sup> Ce dispositif a été fabriqué à partir d'un brevet déposé par le CEA-LETI [2].

<sup>3</sup> Taux de conversion au 10 août 2009 : 1 € = 1,4142 US\$ (dollars américains).



### 1.1.2. Cadre de la thèse

Le schéma de la Figure 1.1-3 détaille le contexte du travail de thèse présenté dans ce manuscrit : il s'est déroulé au LCMS (Laboratoire des Composants Microsystèmes), un laboratoire du CEA/LETI (Commissariat à l'Énergie Atomique/ Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information). Pour comprendre les enjeux de ce travail, il est intéressant

de savoir que le LETI a pour mission de générer puis de transférer de l'innovation (axée sur des microcomposants et leur intégration dans des systèmes électroniques) aux acteurs industriels. En quelques chiffres :

- 85% de l'activité du LETI est faite en collaboration avec des partenaires extérieurs ;
- le LETI a plus de 200 partenaires ;
- il signe 350 contrats par an ;
- il dépose 180 brevets par an ; et son portefeuille contient plus de 1000 brevets.

Le LETI est l'un des 33 instituts Carnot, qui ont pour mission de développer des partenariats de recherche avec des acteurs socio-économiques et de favoriser les transferts de technologies. Pour le LETI, les projets labellisés Carnot permettent de renouveler en amont ses compétences scientifiques et technologiques. Le projet Carnot NEMS, à l'origine de la thèse, visait à étudier de nouveaux concepts à même de répondre aux problématiques soulevées par la génération post-MEMS : les *Nano-Electro-Mechanical Systems* (NEMS, voir section 1.3). Ce projet était subdivisé en deux parties :

1. Résonateur intégré avec les composants électroniques ;
2. Commutation mécanique à consommation statique nulle.

Ce dernier thème correspondait au sujet initial de la thèse, sur lequel nous avons développé la problématique du nano-commutateur bistable. Nous avons de plus profité du nouveau système d'actionnement que nous proposons afin de réaliser un nano-résonateur magnétique (réalisation qui s'inscrivait également dans les problématiques du projet Carnot NEMS).

Notre travail de thèse a permis le dépôt de deux brevets, l'un concernant le nano-commutateur [6], l'autre le nano-résonateur [7].

Toutes les réalisations technologiques en 100 nm, ainsi que le dessin des masques nécessaires (voir les sections 3.3.3.2 sur les résistances de constriction et 4.2.1 sur la fabrication des nano-résonateurs), ont été effectués personnellement sur la Plate-forme Technologique Amont (PTA), qui a ouvert en 2007 et qui est née de la mutualisation des moyens de l'INPG (Institut National Polytechnique de Grenoble), du CEA, du CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) et de l'UJF (Université Joseph Fourier) [8].

Les réalisations technologiques en 200 nm ont été effectuées par le Département de la Plate-forme Technologique Silicium du LETI (DPTS). L'empilement technologique a été établi en collaboration avec un expert en intégration de procédés ainsi qu'avec l'équipe des coordinateurs transverses procédés et des coordinateurs transverses de zone. Le suivi des plaques et la coordination des étapes ont été faits personnellement, les plaques ayant été traitées par les équipes du service des opérations technologiques (sauf l'étape de libération, effectuée personnellement). Les masques correspondant à cet empilement ont été dessinés par un département dédié du LETI, le DCIS, à partir du cahier des charges que nous avons écrit lors du dimensionnement des structures présenté dans les sections 2.2.6 et 2.3.5.

Les caractérisations se sont faites d'une part en collaboration avec le Laboratoire de Caractérisation et Fiabilité des MEMS (LCFM) et d'autre part en utilisant les outils de la plate-forme de nanocaractérisation physico-chimique on-line et off-line du DPTS.

Enfin, une collaboration dans le cadre du projet Carnot NEMS a permis d'étudier les forces mises en jeu lors de la fermeture du nano-commutateur. Ce travail, mené par le laboratoire Kastler Brossel, est résumé à la section 2.4.2.

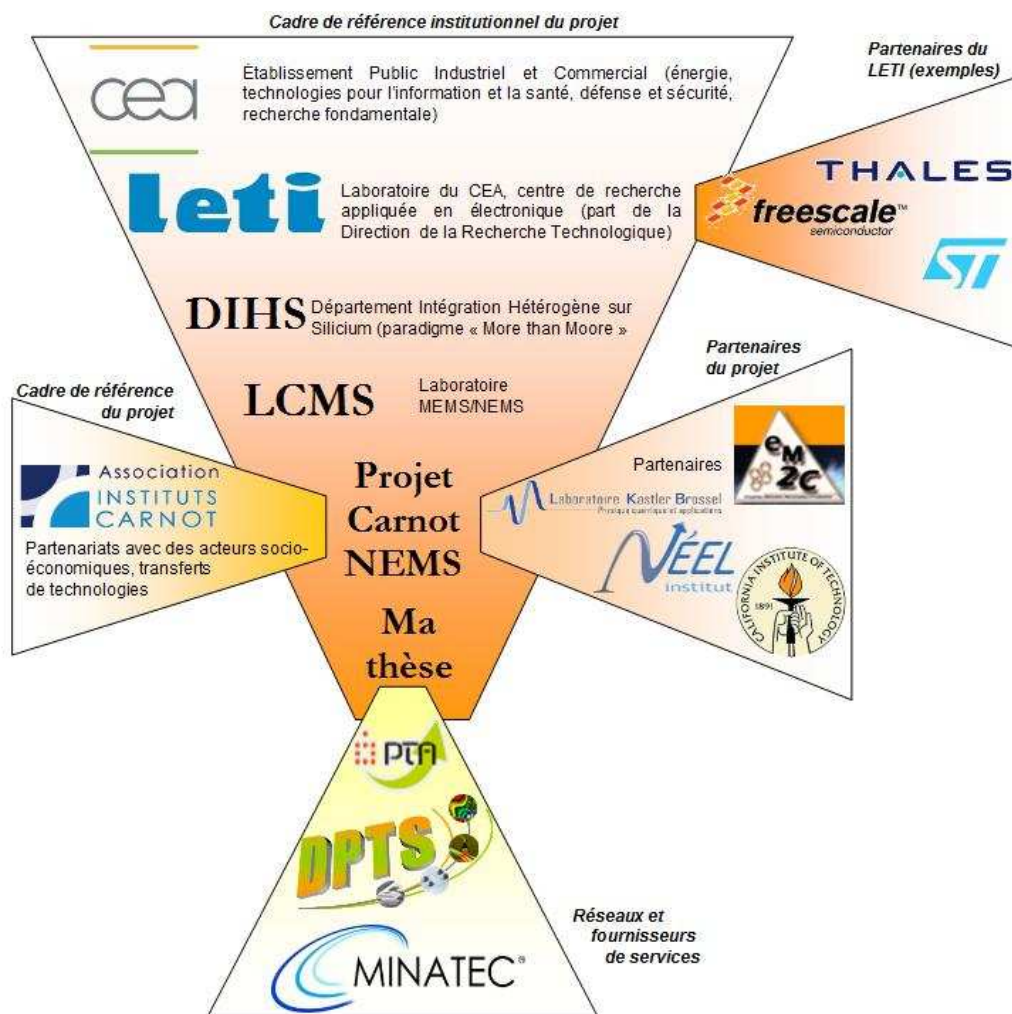


Figure 1.1-3 – Contexte institutionnel de la thèse.

## 1.2. Fonctionnement des MEMS

### 1.2.1. Principes de fabrication

Afin d'alléger ce manuscrit, nous avons choisi de ne pas détailler le fonctionnement de chacune des machines utilisées pour la fabrication et la caractérisation des MEMS, préférant laisser au lecteur le soin de se référer aux ouvrages classiques, par exemple [9] ou [10]. Nous dressons ici une liste des étapes technologiques, qui sont très similaires aux procédés utilisés par la microélectronique :

- **La lithographie** : après avoir recouvert la plaque d'un polymère photosensible, celle-ci est insolée à travers un masque (de la longueur d'onde utilisée et des techniques d'insolation dépendent la résolution et la dimension des motifs). Le développement permet d'ôter de la plaque la résine insolée (dans le cas d'une résine positive), donnant ainsi accès à des zones de la plaque et en protégeant d'autres.
- **La gravure** : elle s'effectue généralement après la photolithographie, la résine servant de masque lors du procédé. En effet, les zones protégées ne seront pas atteintes par la gravure, *a contrario* des zones ouvertes. La gravure peut être humide ou sèche, utilisant par exemple un plasma ou un bombardement ionique. Dans le cas des MEMS, le procédé qui permet de libérer la structure mobile s'apparente à un procédé de gravure. Le masque utilisé lors de la gravure n'est pas obligatoirement en résine, mais il peut être en métal ou en oxyde, comme c'est le cas pour certaines étapes de nos empilements (voir

section 3.2.2 et 4.2.2.1). La gravure peut impliquer un procédé en partie mécanique : on parle alors de polissage, ou de *Chemical Mechanical Polishing* (CMP).

- **Le stripping**<sup>4</sup> : il s'agit du procédé qui permet d'ôter la résine de la plaque après la gravure. Si une couche de matériau a été déposée consécutivement à la lithographie, on parle alors plutôt de **lift-off**. Sont également inclus dans le stripping les procédés de nettoyage, qui permettent de décontaminer la face arrière des plaques et de pouvoir les traiter dans des équipements sensibles à divers contaminants (e.g. Au, Pt, Ru) car utilisés également pour la microélectronique.
- **Le dépôt** : les matériaux sont généralement déposés pleine plaque par plusieurs procédés : par exemple, on peut déposer un matériau que l'on a fait passer sous forme gazeuse en le chauffant thermiquement ou au moyen d'un faisceau à électron. D'autres procédés utilisent des plasmas ou sont réalisés en phase liquide, comme c'est le cas pour des dépôts électrolytiques. Quant à l'oxyde thermique, il croît à partir du silicium du substrat lorsqu'on applique un flux d'oxygène à haute température.
- **Les étapes de caractérisation** : plusieurs outils permettent de contrôler la fabrication des plaques. Le profilomètre mesure la hauteur des marches après gravure, jusqu'à environ 90 nm, avec une erreur de 2,5%. En dessous de 90 nm, la mesure reste possible, mais avec une incertitude de  $\pm 3$  nm. L'utilisation d'un Microscope à Force Atomique (AFM) est donc conseillée à ces dimensions pour avoir des mesures plus fiables. Les structures fabriquées peuvent être également observées grâce à des microscopes à balayage électronique (MEB) ou à faisceau ionique (FIB).

### 1.2.2. Principes d'actionnement

Nous présentons ici brièvement les principaux<sup>5</sup> principes d'actionnement des microsystèmes. Pour plus de détails sur les principes abordés dans cette section et dans la section suivante, nous recommandons au lecteur les ouvrages de référence [11] [12].

- L'actionnement le plus connu est sans conteste l'actionnement **électrostatique** car il est très simple à réaliser technologiquement, et il s'intègre bien à la filière Métal-Oxyde-Semiconducteur (MOS). Les énergies mises en jeu sont assez faibles car sa consommation est réduite au courant de fuite. L'inconvénient de ce type d'actionnement est qu'il exige des tensions d'alimentation élevées, et que le système est susceptible d'être dégradé par l'accumulation de charges électriques dans les diélectriques. La force électrostatique  $F_{ES}$  entre deux plaques en regard de surfaces  $S$  et séparées d'une distance  $g$  s'exprime par :

$$F_{ES} = \frac{\epsilon_0 S V^2}{2g^2} \quad (1-1)$$

où  $\epsilon_0$  est la perméabilité du vide et  $V$  la tension appliquée aux bornes des deux plaques. Le phénomène de *pull-in* permet de réduire la consommation énergétique du système. Il apparaît lorsque les deux plaques sont rapprochées de telle manière que la force électrostatique prend le pas sur la force de rappel élastique de la plaque mobile. On trouve cette tension en écrivant l'équilibre des forces,  $F_{ES} = kx$  (où  $k$  est la constante de raideur de la partie mobile et  $x$  correspond au déplacement) et en cherchant le point où la dérivée de l'expression de la tension par rapport au déplacement de la partie mobile s'annule. On trouve :

<sup>4</sup> La traduction officielle française du mot *stripping* est « décapage ». Cependant, l'usage du mot anglais étant largement répandu en microélectronique, nous l'utiliserons tel quel dans ce manuscrit, associé au verbe néologique « stripper ».

<sup>5</sup> Il existe d'autres principes dont nous ne parlerons pas ici, comme l'actionnement optique (photothermique direct et indirect, pression de radiation...) ou l'actionnement par changement de phase.

$$V_{pull-in} = \sqrt{\frac{8kg^3}{27\epsilon_0 S}}$$

- L'actionnement **piézoélectrique** est aussi beaucoup utilisé : les tensions mises en jeu sont faibles mais les déplacements sont également très faibles et doivent être amplifiés par des designs appropriés, dont le plus connu est l'effet bilame : un matériau piézoélectrique (e.g. quartz, AlN, Pb((Zr,Ti)O<sub>3</sub> (dit « PZT »)) se déforme sous l'action d'un champ électrique [13] [14]. Si le matériau est déposé sur une autre couche, sa déformation engendre des contraintes qui déforment à leur tour la structure entière. D'autres designs, utilisés notamment dans les capteurs *Bulk Acoustic Microwave* et *Surface Acoustic Microwave*, mettent à profit ce type d'actionnement pour engendrer des déformations en volume.
- Tout comme l'actionnement piézoélectrique, l'actionnement **thermique** utilise la déformation de la matière, cette fois sous l'effet de la chaleur. En effet, la maille cristalline d'un matériau se dilate lorsqu'on augmente sa température. En associant plusieurs matériaux avec différents coefficients d'expansion thermique, un effet bilame résulte des déformations différentes qu'ils subissent. Le désavantage de ce type d'actionnement est sa consommation importante en énergie.
- L'actionnement magnétique peut quant à lui se diviser en plusieurs sous-familles :
  - L'actionnement par la **force de Laplace**, qui apparaît sur un conducteur de longueur  $L$  parcouru par un courant  $I$  plongé dans une induction  $B$  (voir la section 2.3.2 pour une explication physique approfondie). La force de Laplace  $F_L$  se calcule par :

$$\vec{F}_L = L\vec{I} \wedge \vec{B} \quad (1-2)$$

- L'actionnement par la **force électromagnétique** utilise les forces entre deux aimants ou entre un aimant et une bobine électromagnétique. La force électromagnétique  $F_{EM}$  s'écrit :

$$F_{EM} = (\vec{M} \cdot \text{grad}) \vec{B} \quad (1-3)$$

où  $M$  est le moment magnétique [A.m<sup>2</sup>] et  $B$  est l'induction [T].

- Enfin, un autre principe d'actionnement magnétique utilise l'**alignement du moment magnétique**. La Figure 1.2-1 illustre ce principe : la poutre, en matériau ferromagnétique doux (e.g. permalloy Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>), est placée sous une moitié de bobine planaire. Un aimant permanent, dont le champ est perpendiculaire au substrat, est placé sous la bobine. La bobine planaire génère un champ magnétique dont la direction au niveau du cantilever est parallèle au substrat et dont le sens dépend du sens du courant la parcourant. Ce champ entraîne l'aimantation horizontale de la poutre, qui se maintient lorsque le champ de la bobine est coupé grâce à la projection du champ magnétique de l'aimant permanent (Figure 1.2-2 – A). La commutation inverse se fait en inversant le courant dans la bobine, de façon à ce que le champ généré par celle-ci entraîne un renversement de l'aimantation de la partie mobile. Un moment mécanique de sens opposé apparaît, qui renverse la structure pour l'aligner à nouveau dans le même sens que le champ de l'aimant permanent (Figure 1.2-2 – B). Ce principe d'actionnement permet à la poutre de présenter deux positions intrinsèquement stables.



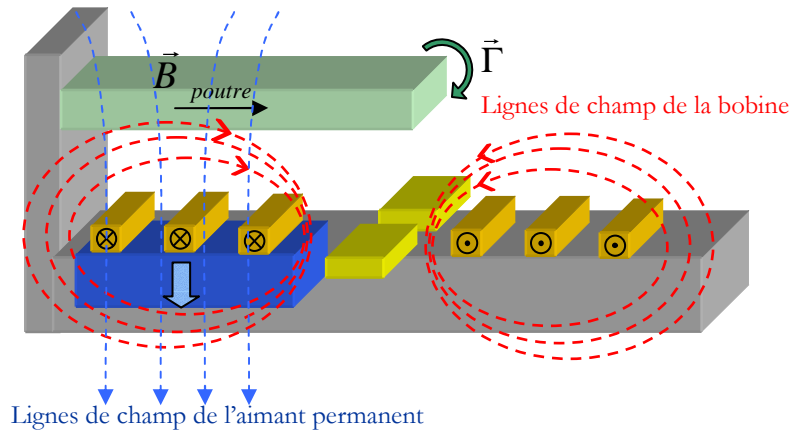


Figure 1.2-1 – Actionnement par alignement du moment magnétique.

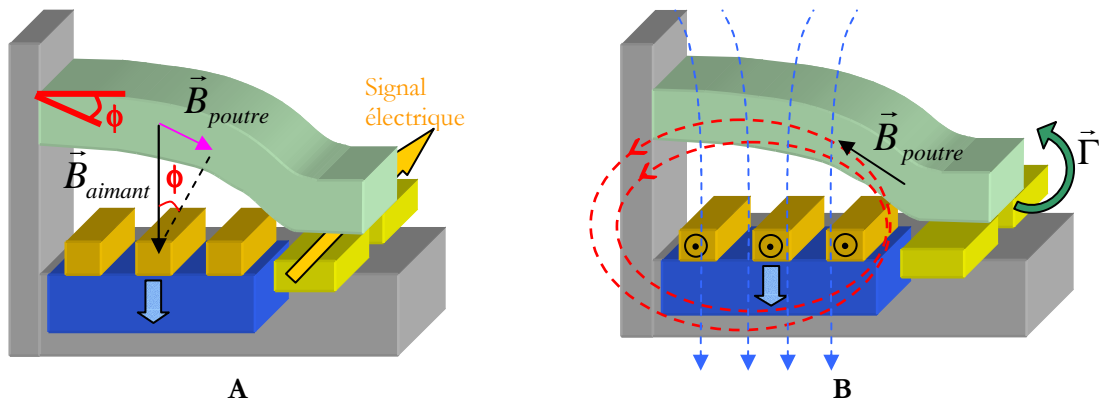


Figure 1.2-2 – A : Maintien de la poutre en position commutée. B : Renversement de l'aimantation de la poutre.

### 1.2.3. Principes de détection

Comme les principes d'actionnement, les principes de détection intégrés sont basés sur l'influence du mouvement de la partie mobile sur certaines caractéristiques électriques du système :

- Le premier principe de détection peut être utilisé uniquement pour les systèmes ayant un fonctionnement statique comme les commutateurs. Dans le cas d'un commutateur résistif, il suffit en effet de **lire la résistance** pour savoir s'il est dans un état haut (résistance élevée) ou bas (résistance faible) (voir la section 2.2.5, où nous revenons sur la lecture de l'état du nano-commutateur).
- Le deuxième principe est la détection **capacitive** : si on applique une tension à la partie mobile du système, celle-ci peut être considérée comme une électrode. Associée à une deuxième électrode en regard, elles forment un condensateur dont la capacité varie en fonction du déplacement de la partie mobile.
- La détection **piézorésistive** utilise le changement de résistivité de certains matériaux (e.g. silicium dopé, Au, AlSi) qui naît sous la contrainte mécanique [15].
- La détection **magnétique** utilise le fait que le déplacement d'un conducteur parcouru par un courant dans un champ magnétique crée une différence de potentiel aux bornes dudit conducteur [16]. Nous revenons sur ce principe d'actionnement dans la section 4.3.3.1 car c'est le principe de détection de choix pour les résonateurs à actionnement magnétique.

- La détection basée sur l'**effet MOS** : l'élément mobile tient lieu de grille, et la variation de distance entre celle-ci et le canal du transistor modifie la conductance de ce dernier [17] [18].
- La détection peut également se servir de l'**effet tunnel** : le courant tunnel entre deux objets varie en fonction de leur distance [19]. Ce principe est à la base du fonctionnement du microscope à effet tunnel.

Nous avons limité cette liste aux principes les plus couramment intégrés au MEMS. Il existe d'autres méthodes qui permettent de détecter le déplacement d'un élément mobile, dont les plus courantes sont des **observations optiques**, qui mettent à profit les interférences qui se créent entre un faisceau laser de référence et un faisceau laser sur la poutre [20]. Nous avons utilisé une de ces méthodes, la vibrométrie par effet Doppler, pour détecter le mouvement de nos résonateurs (voir section 4.3.1). Enfin, le mouvement d'un MEMS peut également être observé grâce à un **MEB** [21] ou à un **AFM** [23].

### ***1.3. Réduction des dimensions : des MEMS aux NEMS***

#### **1.3.1. Enjeux des nanosystèmes**

L'intérêt pour les NEMS date de la fin des années 90 [22] mais reste un domaine de recherche jeune et en pleine expansion. Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.1, le marché des MEMS est maintenant dynamisé par les applications grand public. Ces applications ne sont possibles que grâce à la réduction du coût des capteurs. Cette baisse des coûts peut passer par une amélioration des procédés, augmentant ainsi le rendement de production. Sachant que le packaging est estimé compter pour 80% du prix des MEMS, un travail sur l'intégration des capteurs dans des boîtiers à bas coût peut participer à la diminution des coûts. Les NEMS offrent une autre solution car leurs surfaces étant 100 à 500 fois inférieures à celle des MEMS, plus de capteurs peuvent être fabriqués sur un même substrat, surtout s'ils sont mis en réseau, ce qui diminue l'encombrement dû aux plots de contact.

Mais davantage qu'une réduction des coûts, la réduction des tailles des capteurs a deux effets : tout d'abord l'augmentation de la fréquence de résonance pour les capteurs dynamiques (celle-ci augmente en raison inversement proportionnelle au facteur de réduction<sup>6</sup>), ce qui ouvre la voie aux capteurs ultrasensibles (capteur de masse ou capteur chimique ; voir la section 1.4.2.1). Ensuite la consommation électrique réduite permet des applications à très faible niveau de puissance, utiles pour toutes les technologies nomades comme la téléphonie mobile.

Outre l'application des NEMS dans les technologies capteurs, la réduction des dimension permet une convergence avec la microélectronique : le capteur peut être fabriqué en même temps que le circuit électronique par des procédés de co-intégration [23]. De plus, les nanosystèmes peuvent trouver des applications circuits spécifiques : mémoire haute densité durcie contre les radiations (par exemple en utilisant des nano-commutateurs bistables), référence de temps, filtre, traitement des signaux Radio-Fréquence (RF). De plus, la taille des NEMS permet une mise en réseau des capteurs, ce qui peut augmenter leur performance ou les fonctionnalités de la puce.

Sur un plan purement scientifique, les NEMS représentent une porte d'accès vers le nano-monde : on peut y observer une quantification de la conductivité thermique [24] ou encore s'en servir pour mesurer le torque mécanique produit par une inversion du spin des électrons à travers une interface [25]. Les NEMS permettent également l'étude des forces de proximités comme la force de Casimir (voir section 2.4.2).

---

<sup>6</sup> Par exemple, la fréquence de résonance d'une poutre de platine de 1  $\mu\text{m}$  de long, de 0,25  $\mu\text{m}$  de large et de 50 nm d'épaisseur est de 135 MHz tandis qu'elle est de 1,35 MHz pour une poutre 100 fois plus grande (voir le calcul de la fréquence de résonance à la section 2.3.3.3).

Le passage des MEMS aux NEMS soulève plusieurs difficultés :

- Au niveau scientifique, la diminution des dimensions ne se réduit pas à un simple facteur d'échelle. Le rapport de la surface sur le volume augmentant, les effets dus à cette surface deviennent prépondérants. Des forces qui jusque là étaient négligeables doivent être prises en considération dans la conception des systèmes : effets de bord et forces capillaires tout d'abord, puis les forces de proximité comme la force de Casimir ou celles de van der Waals, ainsi que les effets de charges. La problématique de la détection est essentielle car le rapport signal à bruit décroît avec la taille. Les mouvements à détecter sont très faibles, alors que les sources de bruit à prendre en compte sont plus nombreuses (bruit thermomécanique, bruit en  $1/f$ , bruit de Johnson, bruits liés à la surface comme les phénomènes d'adsorption et de désorption des molécules de gaz...) [23].
- Au niveau technologique, la reproductibilité des systèmes est essentielle dans une optique de production de masse. Par exemple, un dépôt de nickel sur une plaque de 200 mm présente une inuniformité de  $\pm 6\%$ . Les marges de fonctionnement du dispositif doivent donc être d'autant plus importantes<sup>7</sup>. La lithographie induit également une dispersion de la taille des motifs : sur une même plaque, la dispersion de la taille des motifs peut atteindre 27 % de la taille nominale (voir le Tableau A6 - 1 p. 175 pour la comparaison entre les dimensions nominales prévues par le design et les dimensions effectivement atteintes). Cette dispersion est par la suite aggravée par les inhomogénéités dues à la gravure. En vue d'une intégration horizontale, il faut en outre choisir des techniques de fabrication compatibles avec les procédés MOS. Comme la surface joue un rôle prépondérant, les procédés qui jusque là étaient suffisants pour les MEMS doivent être optimisés. Des méthodes de validation dimensionnelle et d'observation non destructive nécessitent également d'être mises en place.

### 1.3.2. Influence de la réduction des dimensions sur les paramètres matériaux

Afin de modéliser correctement les NEMS, il faut tenir compte de la modification des paramètres matériaux due à la réduction des dimensions. Par exemple, le coefficient piézoélectrique de l'AlN diminue fortement avec l'épaisseur de la couche, comme l'indique la Figure 1.3-1, extraite de [26]. Un autre exemple est la résistivité des matériaux, qui augmente lorsqu'on diminue l'épaisseur de la couche métallique. Cet effet a été étudié dans le cadre de cette thèse, et les résultats sont présentés à la section 3.3.3.4. La résistivité d'une couche d'or de 30 nm vaut presque  $5.10^{-8} \Omega.m$ , soit plus du double de la résistivité massive monocristalline de  $2,3.10^{-8} \Omega.m$ . La réduction des dimensions affecte également les paramètres mécaniques, avec notamment une diminution du module d'Young du matériau. Nous avons mesuré expérimentalement le module d'Young d'une couche de platine de 100 nm, dont la valeur est de 145 GPa alors que celle du matériau massif est de 177 GPa (voir section 2.2.3.1). Il est important de tenir compte de l'évolution de ce paramètre lors de la modélisation car cela peut faire varier la fréquence de résonance de plusieurs MHz<sup>8</sup>. Laisser de telles incertitudes rend la caractérisation du déplacement du NEMS hasardeuse, notamment lorsqu'il s'agit d'actionner le NEMS à sa fréquence de résonance afin d'amplifier son mouvement.

<sup>7</sup> Dans le cas du nano-commutateur développé au Chapitre 4, la structure mécanique est faite de 50 nm de platine. Pour une poutre de 1  $\mu m$  de longueur et de 250 nm de large, une épaisseur de 50 nm de Pt donne une fréquence de résonance de 135 MHz, tandis qu'une épaisseur de 53 correspond à 143 MHz.

<sup>8</sup> Pour un NEMS de platine de 1  $\mu m$  de long, 250 nm de large et 50 nm d'épaisseur, la fréquence de résonance est de 135 MHz et 149 MHz pour des modules d'Young respectifs de 145 GPa et 177 GPa.

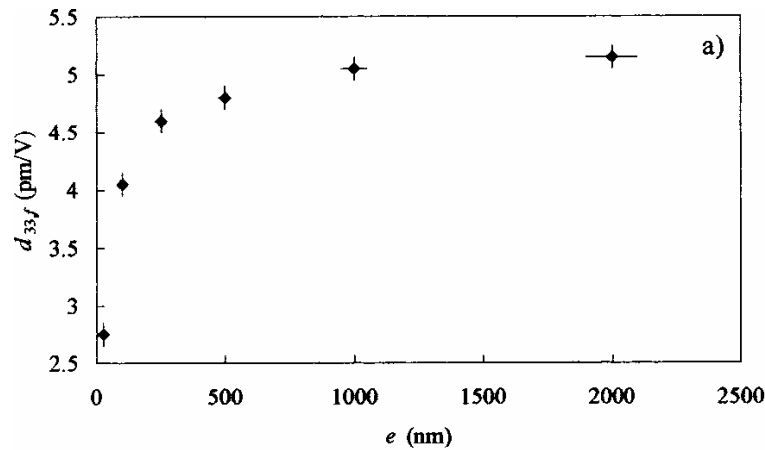


Figure 1.3-1 – Variation du coefficient  $d_{33}$  effectif,  $d_{33f}$  de couches minces d'AlN en fonction de leurs épaisseurs [26].

### 1.3.3. Influence de la réduction des dimensions sur l'actionnement

Plusieurs auteurs ont déjà évoqué l'intérêt de la réduction d'échelle et l'évolution des lois physiques lorsque l'on atteint les dimensions propres aux NEMS [27]. Par exemple les capteurs inertiels ne semblent pas bénéficier de la réduction de taille, car cela diminue leur sensibilité [28] [29]. Cependant, on peut imaginer des systèmes hybrides, où la masse sensible à l'accélération (ou à la rotation) serait microscopique, mais où les systèmes de détection seraient à l'échelle nano [30]. La comparaison des différents principes d'actionnement lorsqu'on réduit les dimensions est délicate, car des problèmes connexes entrent en jeu, comme l'augmentation des capacités parasites ou le bruit du circuit électronique de détection.

Les forces d'actionnement thermique et piézoélectrique n'ayant pas d'expression simple, nous nous contentons ici de comparer l'évolution des forces électrostatique et magnétiques, lorsqu'on diminue les dimensions de manière homothétique (c'est-à-dire de  $d$  dans toutes les dimensions,  $d > 1$ ). Cette réduction des dimensions s'accompagnant d'une diminution de la masse (par un facteur  $d^3$ ), nous considérons donc les forces massiques  $f_m = F/m$ .

D'après l'équation (1-1), la force électrostatique est inchangée lorsqu'on diminue les dimensions (y compris le gap), ce qui fait que la force massique augmente comme  $d^3$ . Cependant, ce type d'actionnement devient délicat lorsqu'on réduit les dimensions, car le phénomène de pull-in devient difficilement contrôlable et peut facilement entraîner le collage des structures mécaniques.

Concernant les forces magnétique, nous savons que le champ magnétique créé par un aimant ne diminue pas lorsqu'on le miniaturise [31]. Si la densité de courant  $J$  est supposée constante, la force de Laplace exprimée par l'équation (1-2), si elle diminue avec  $d^3$ , reste inchangée lorsqu'on considère sa valeur massique. Enfin, pour statuer sur la force électromagnétique, il faut exprimer le moment magnétique  $M$  comme

$$M = MV$$

où  $M$  est l'aimantation locale [ $A.m^{-1}$ ] et  $V$  est le volume de l'élément [ $m^3$ ]. Dans ce cas, la force magnétique massique (voir équation (1-3)) bénéficie du changement de taille à la mesure de  $d$ .

## 1.4. État de l'art des NEMS

### 1.4.1. Les nano-commutateurs

#### 1.4.1.1. Domaines d'application d'un nano-commutateur

Si les nano-commutateurs n'existent pas encore en tant que produits industriels, plusieurs domaines d'applications ont été identifiés. Les premiers naissent de la possibilité d'intégrer le NEMS avec un circuit électronique. Des **interrupteurs d'alimentation** pour circuit basse consommation (ou *power gating*) peuvent par exemple être réalisés. Les nano-commutateurs, présentant un faible courant de fuite par rapport aux interrupteurs MOS classiques, peuvent servir à couper l'arrivée des tensions et courants d'alimentation afin d'en supprimer les courants de fuite. Les nano-commutateurs peuvent également remplacer les transistors MOS dans les **convertisseurs DC/DC**, qui permettent de transposer l'énergie disponible d'une source donnée dans une forme utilisable par sa charge (cette transposition s'effectue en hachant l'énergie de la source avec des interrupteurs). Grâce aux techniques de co-intégration, ils peuvent être utilisés dans des **circuits à capacités commutées**, à la place des interrupteurs CMOS (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*) et réalisés en même temps que les capacités.

Outre le remplacement des transistors MOS pour les applications sus-citées, un nano-commutateur peut également servir à réaliser des **mémoires nano-mécaniques**. Dans celles-ci, un bit d'information est représenté par l'état mécanique d'un élément. La qualité recherchée dans le nano-commutateur est alors la bistabilité non volatile, de telle sorte que la représentation du 0 ou du 1 soit conservée sans apport d'énergie. Les **commutateurs RF**, ainsi que des **actionneurs pour membranes déformables** sont d'autres domaines dans lesquels les nano-commutateurs pourraient trouver une application en tant que mécanisme d'actionnement.

Il faut souligner que la plupart des exemples que nous avons donnés, utilisant des nano-commutateurs en tant qu'interrupteurs, exigent d'eux une très faible résistance dans l'état passant. De par la diminution de la taille des contacts, cette résistance tend à augmenter. Afin de pouvoir avantageusement remplacer les transistors MOS ou les microsystèmes, il faut veiller à ce que le nano-commutateur ait une résistance de contact assez faible. Nous étudions ce point plus en détail dans la section 3.3.4.

#### 1.4.1.2. Principes d'actionnement et de détection

Il existe déjà un certain nombre de réalisations de nano-commutateurs, systématiquement basées sur un actionnement électrostatique. La technologie la plus mature est celle de l'entreprise hollandaise Cavendish Kinetics [32], qui utilise une poutre submicrométrique de silicium actionnée électrostatiquement (Figure 1.4-1). Une technologie brevetée (Nanomech™) permet l'intégration de ces produits avec l'électronique CMOS ainsi qu'une programmation utilisant la tension native de ce CMOS [33].

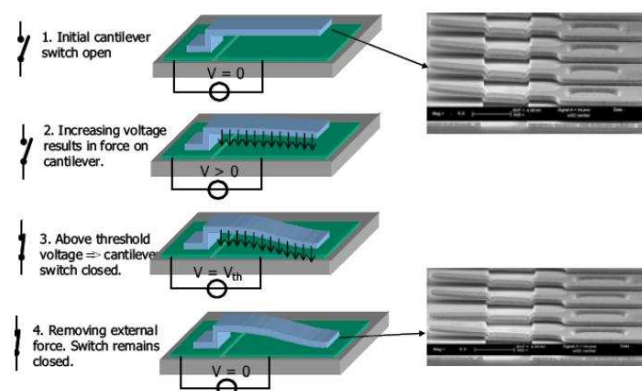


Figure 1.4-1 – Programmation d'un nano-commutateur à actionnement électrostatique (extrait de [33]).

La bistabilité non volatile exhibée par ce genre de système est due à l'équilibre entre la force de rappel élastique et une force attractive de type van der Waals (voir e.g. [34]). Lorsque le système est en position ouverte, il est stable (position de repos mécanique). Lorsque la partie mobile est approchée de la surface au moyen d'une force d'actionnement (force électrostatique pour les nano-commutateurs), l'élément subit les forces d'attraction exercées par la surface avoisinante. Une fois la force d'actionnement disparue, ces forces de surface sont suffisantes pour maintenir la structure en position fermée. Le décollement de la structure ne peut donc se faire qu'au moyen d'une autre force d'actionnement ou d'un phénomène extérieur qui rompt l'équilibre. Ce type de structures n'est donc pas intrinsèquement bistable, et les forces d'adhésion qu'elles mettent à profit sont encore mal connues et mal contrôlées, ce qui met en péril la reproductibilité et la fiabilité du système.

Beaucoup de réalisations de nano-commutateurs utilisent des nanotubes de carbone dont les dimensions sont particulièrement adéquates à cette échelle. Plusieurs architectures ont été imaginées:

- Une architecture classique dans laquelle le nanotube est parallèle au substrat, dont la bistabilité provient comme précédemment de l'équilibre entre les forces de van der Waals et les forces élastiques, et où l'actionnement est réalisé grâce à la force électrostatique (e.g. [35] [36] [37]). Un brevet a été déposé par Samsung Electronics Co. sur l'utilisation d'un tel commutateur à fonctionnement capacitif pour la RF [38] (Figure 1.4-2). La question du décollement de la structure n'étant jamais évoquée, aussi suppose-t-on que les forces d'adhésion ne sont pas suffisamment importantes par rapport à la force de rappel de la structure et que cette dernière ramène les nanotubes à leur position de départ lorsque la tension d'actionnement est coupée.
- Une autre forme d'architecture horizontale plus originale a été réalisée, où des nanotubes de carbone à parois multiples sont cassés en deux et où la fermeture est contrôlée par l'équilibre entre la force électrostatique entre les deux segments du tube et les forces agissant sur les parois intérieures du nanotube qui tendent à le maintenir ouvert [39].
- Une architecture verticale s'apparentant davantage aux actuelles mémoires dynamiques à accès aléatoire a aussi démontrée la possibilité de fabriquer une DRAM (*Dynamic Random Access Memory*) à base de nanotubes de carbone, dans laquelle l'état 0 ou 1 est stockée dans une capacité *Carbon Nanotube-Insulator-Metal* [40].
- Une autre architecture utilise l'interaction entre une particule de ferromagnétique doux (par exemple du FeNi) placée à l'extrémité du tube et le champ magnétique généré par des multicouches magnétiques [41]. Ce champ peut être annulé grâce à un courant de spins polarisés : la force magnétique qui s'exerçait sur le tube par l'intermédiaire de la particule ferromagnétique disparaît, et le tube retrouve sa position mécanique initiale (Figure 1.4-3). Ce principe d'actionnement reprenant certaines caractéristiques de celui que nous exploitons dans cette thèse, nous reviendrons dessus à la section 1.6 de ce chapitre.

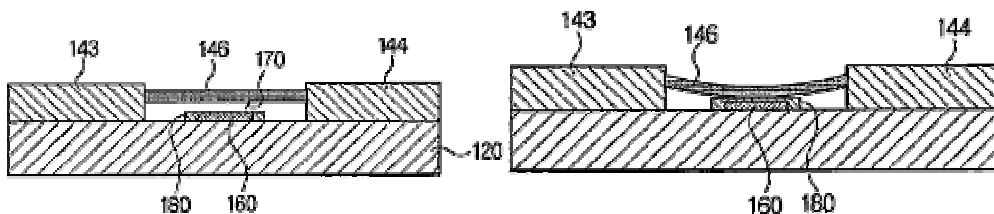


Figure 1.4-2 – Nano-commutateur RF de Samsung Electronics Co. (extrait de [38]).

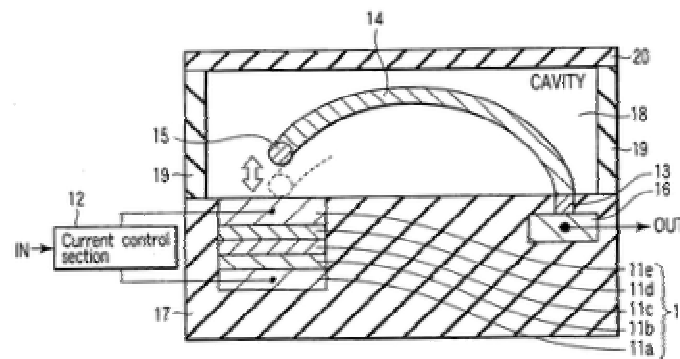


Figure 1.4-3 – Nano-commutateur de Toshiba (extrait de [41]).

L'entreprise américaine Nantero a développé des mémoires sur le principe de l'actionnement électrostatique de nanotubes [42]. L'inconvénient des systèmes utilisant les nanotubes de carbone est que la production, le positionnement ainsi que la reproductibilité des caractéristiques physiques des tubes ne sont pas encore contrôlés pleinement à l'échelle industrielle. De plus, tout comme les nano-commutateurs à base de silicium présentés plus haut, la bistabilité non volatile exhibée par ces commutateurs est assurée uniquement par un compromis entre les forces d'adhésion de l'élément mobile à la surface (difficilement contrôlables) et la force de rappel mécanique, qui tend à ramener la partie mobile à sa position initiale. Cette bistabilité n'est donc pas intrinsèque car le décollement de la structure mobile n'est pas immédiat : il doit se faire au moyen d'une force d'actionnement inverse.

## 1.4.2. Les nano-résonateurs

### 1.4.2.1. Domaines d'applications d'un nano-résonateur

Bien qu'encore cantonnées aux laboratoires de recherche et développement, les applications des nano-résonateurs sont multiples : traitement de signaux RF (certains NEMS atteignent des fréquences de résonances de l'ordre du GHz [43]), base de temps pour remplacement des cristaux en quartz très massifs, voire exploration de phénomènes quantiques. L'application qui connaît le plus de développement aujourd'hui correspond à un capteur de masse ultrasensible : les NEMS peuvent maintenant atteindre des fréquences de résonance de plusieurs centaines de MHz en fonction de leurs caractéristiques géométriques. Tout comme c'est le cas pour les capteurs de masse MEMS, cette fréquence de résonance est modifiée lorsqu'une espèce est adsorbée sur le système vibrant, et la mesure de la nouvelle fréquence de résonance permet de déterminer la quantité de matière adsorbée. La Figure 1.4-4, extraite de [44], illustre bien ce phénomène : la courbe en noir montre la fréquence de résonance d'une poutre encastrée-libre de polysilicium de 7  $\mu\text{m}$  de long. Lorsqu'on la recouvre d'une couche d'anticorps, cette fréquence de résonance diminue (courbe verte). Enfin, lorsque le NEMS est immergé dans une solution de baculovirus (qui se lie spécifiquement aux anticorps recouvrant la poutre) puis qu'on mesure sa fréquence de résonance, celle-ci diminue à nouveau (courbe rouge).

Les résonateurs NEMS utilisent différents principes d'actionnement et de détection, qui sont présentés ci-dessous. Les dimensions des résonateurs, ainsi que les valeurs de leurs fréquences de résonance et de leurs facteurs de qualité sont résumées au Tableau 1.4-1.

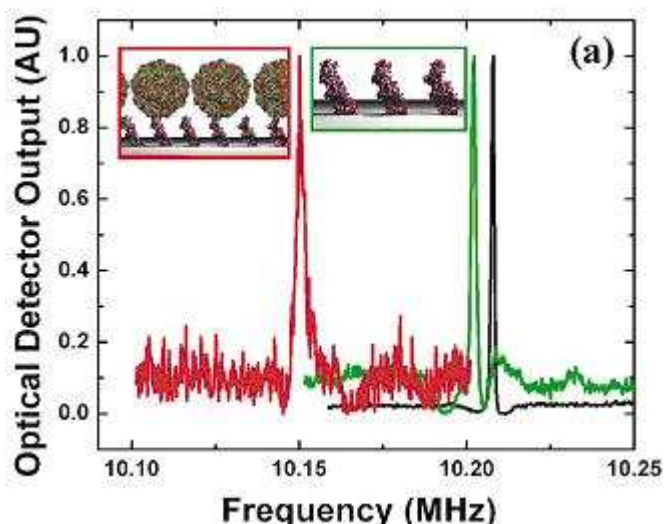


Figure 1.4-4 – Évolution de la fréquence de résonance d'une poutre encastrée-libre en fonction de son état de surface [44].

#### 1.4.2.2. Principes d'actionnement et de détection

Les premiers NEMS ont été fabriqués à la fin des années 90, notamment par le groupe de M. Roukes du *California Institute of Technology*, et sont basés sur des poutres de silicium encastrées-encastrées [45][46]. Ces NEMS sont magnétiques : l'actionnement utilise la force de Laplace et la détection la tension induite. Leur longueur est de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$ , pour des largeurs et des épaisseurs submicroniques, ce qui donne une fréquence de résonance maximale de 71 MHz pour un facteur de qualité d'environ 20 000. Cependant, les mesures de ces dispositifs sont effectuées sous vide, à 4,2 K, au moyen d'un champ magnétique de 8 T généré par des bobines supraconductrices. Par la suite, toujours utilisant les mêmes techniques d'actionnement et de détection, ce groupe a utilisé d'autres matériaux, comme du Si dopé, du GaAs dopé, et surtout du SiC, ce qui a permis d'augmenter la fréquence de résonance à presque 200 MHz, pour un facteur de qualité de 1000. Les semi-conducteurs dopés ont permis d'obtenir de très bons facteurs de qualité, jusqu'à 22 000 [47]. L'utilisation du SiC a conduit aux premières mesures de masse d'atomes d'or. La sensibilité massique de ce NEMS, une poutre encastrée-encastrée de dimension  $14,2 \times 0,67 \times 0,259 \mu\text{m}^3$  ( $L \times w \times t$ ) est de 2,5 ag [48]. La résolution massique a été par la suite encore améliorée et a atteint 7 zg avec une poutre de SiC de 2,3  $\mu\text{m}$  de long [49]. Le SiC, de module d'Young plus élevé et plus contraint en tension que le silicium monocristallin, permet également d'atteindre des fréquences de l'ordre du GHz [43].

Des géométries alternatives à la classique poutre encastrée-encastrée ont été utilisées, comme des poutres libres-libres, ce qui permet d'augmenter le facteur de qualité grâce à la diminution des pertes aux encastresments [43], ou des nanofils de silicium, dont la sensibilité en mesure de masse est de l'ordre de 10 zg [50]. Ce type d'actionnement/détection magnétique peut potentiellement être utilisé en régime non-linéaire, dans lequel la poutre présente un comportement hystérétique, susceptible d'être utilisé comme une mémoire bistable très fortement intégrée [51].

Si le magnétisme semble être largement utilisé pour les NEMS (avec les contraintes en température et en pression que l'on a décrites), d'autres systèmes, utilisant un actionnement électrostatique, ont été développés. Le premier date de 2000, mais les fréquences de résonance sont relativement faibles (0,485 MHz) pour une plaque de  $14 \times 4 \mu\text{m}$  suspendues par des bras de 0,15 à 0,2  $\mu\text{m}$  de large [52]. La détection est basée sur un procédé optique externe. Un autre NEMS à actionnement électrostatique, et cette fois à détection capacitive intégrée est décrit dans [53] : la poutre (en Si, encastrée-libre) présente une fréquence de résonance de 1,5 MHz. Ce qui est notable dans ce système est que le NEMS a été construit avec un procédé post-CMOS, permettant ainsi de l'intégrer avec son électronique de lecture.



**Tableau 1.4-1 – Exemples de nano-résonateurs et de leurs caractéristiques (i-n signifie mouvement dans le plan, et o-f-p mouvement hors du plan).**

Année	Ref	Matériaux	Configuration	L [μm]	w [μm]	t [μm]	d [μm]	g [μm]	f <sub>0</sub> [MHz]	Q	Actionnement	Détection	Condition expérimentale	Sensibilité
1996	[45]	Si	Encastré-encastré, o-f-p	7,7	0,33	0,8			70,72	2.10 <sup>4</sup>	Laplace	Magnétomotive	Vide 4,2 K	
1999	[46]	Si + Au	Poutre dans une plaque (dimensions données sont celles de la plaque)	15	5	0,2			3,87	9310	Laplace	Magnétomotive	4,2 K, 8 T, vide	
2000	[52]	Si + Cr + Au	Plaque suspendue par des poutres de 0,15-0,2 μm de large	15 (2 min)	4 (2 min)	0,215		0,4	0,485		Électrostatique	Optique (laser)	vide	
2002	[47]	GaAs (Si) [SiC]	Encastré-encastré	8 (15) [2]	0,15 (0,5) [0,15]	0,5 (0,35) [0,08]			10-85 [199]	22000 [1000]	Laplace	Magnétomotive	4,2 K	
2004	[51]		Encastré-encastré	8	0,3	0,2			23,569	3700	Laplace	Magnétomotive	275 mK, 9 T	
2004	[56]	cnt	Encastré-encastré, o-f-p	1,2			0,001	0,5	200	200	Électrostatique	Changement de conductance		
2004	[48]	SiC + Al	Encastré-encastré, i-p	14,2	0,67	0,259			32,8	3000	Laplace	Magnétomotive	17 K, 6 T, vide	2.5 ag
2005	[43]	SiC + Al + Ti	Encastré-encastré (libre-libre)	1,09	0,12	0,075			1029	4500 (11000)	Laplace	Magnétomotive	vide	
2006	[49]	SiC		2,3	0,15	0,1			190	5000	Laplace	Magnétomotive	10-10 torr, 37 K	Résolution massique 7 zg
2007	[54]	GaAs dopé	Encastré-libre, (encastré-encastrée)	4	0,8	0,2			8 (34)	2700	Piézoélectrique	Optique		
2007	[55]	SiC + couche métallique	U	0,6	0,4	0,1			125	900 {400}	Thermo-élastique	piézorésistive	0,01 torr {1 atm} T ambiante	Résolution massique ~100 zg, résolution piques de 1 ag
2007	[53]	Si	Encastré-libre, i-p	14,5	0,265	0,58		0,65	1,5		Électrostatique	Capacitive		
2007	[50]	Si (nanofil)	Encastré-encastré, i-p	1,69			81		215,4 (80,57)	5750 (13100)	Laplace	Magnétomotive	Vide ; 25 K	Sensibilité ~10 zg
2008	[57]	cnt							328,5		couplage entre le courant d'émission et les vibrations mécaniques du nt		10 <sup>-10</sup> torr. T ambiante	0,13 zg Hz <sup>-1/2</sup>

Un actionnement piézoélectrique a également été démontré, couplé à une détection optique sur un dispositif composé de trois couches de GaAs différemment dopées (type p/intrinsèque/type n) [54]. L'effet piézoélectrique provient de la déformation de la couche intrinsèque. La fréquence de résonance des poutres ainsi actionnées atteint 34 MHz pour un design encasté-encasté. Un actionnement thermoélastique utilisant des poutres de SiC métallisées a été réalisé avec un système de détection intégré [55]. Les poutres ont une fréquence de résonance de 125 MHz à température ambiante, et un facteur de qualité de 900 sous vide. Ce système présente une résolution massique d'environ 100 zg.

Enfin, d'autres groupes ont travaillé sur des technologies à base de nanotubes de carbone. Ceux-ci peuvent être actionnés électrostatiquement et la détection se fait grâce au changement de conductance du tube qui se produit lorsqu'il se déforme [56]. Les fréquences atteintes sont de l'ordre de 200 MHz pour un tube de 1,2  $\mu\text{m}$  de long et de quelques nanomètres de diamètre. D'autres caractéristiques des nanotubes peuvent être utilisées comme principes d'actionnement/détection, notamment le couplage qui existe entre le courant d'émission du tube et ses vibrations mécaniques : grâce à ce principe, un nanotube de fréquence de résonance de 328,5 MHz, a démontré une sensibilité de mesure de masse de 0,13 zg.  $\text{Hz}^{-1/2}$  [57].

## 1.5. Empilements magnétiques : une rupture technologique

Nous abordons ici un point critique de la thèse : l'utilisation de multicouches aimantées issues d'un domaine de recherche dissocié des MEMS et des NEMS : la spintronique. En effet, ces multicouches peuvent être structurées à de très faibles dimensions ( $< 1 \mu\text{m}$ ) tout en conservant leur aimantation. Elles sont donc des candidates idéales pour la réalisation d'un actionnement magnétique à l'échelle nanométrique, ce qui n'a jamais été exploré. Après quelques rappels de magnétisme, nous introduisons ces multicouches à travers leur application phare : les MRAM (*Magnetic Random Access Memory*). Nous voyons également comment il est possible de retourner l'aimantation de certains empilements, à l'instar du procédé d'écriture des points mémoires.

### 1.5.1. Quelques rappels de magnétisme

Le magnétisme a pour origine le mouvement de révolution des électrons, d'une part autour du noyau et d'autre part sur eux-mêmes. Ces mouvements induisent respectivement un moment magnétique orbital et un moment magnétique de spin, dont la somme vectorielle correspond au moment magnétique total  $M_{\text{atome}}$ . Ce moment est relié au champ magnétique extérieur  $H$  par la susceptibilité du matériau  $\chi$  [58] :

$$\chi = \frac{dM_{\text{atome}}}{dH} \quad (1-4)$$

Les électrons interagissent électrostatiquement, ce qui entraîne un couplage entre leurs spins. Le cas échéant, cela donne naissance à un moment magnétique macroscopique  $M$ , auquel s'applique également l'équation (1-4). On peut classer les matériaux en fonction de la valeur de leur susceptibilité magnétique (voir le résumé schématique sur la Figure 1.5-1, inspiré de [16]) :

- $\chi < 0$  : ces matériaux sont dits **diamagnétiques**, ils sont très peu sensibles à un champ magnétique extérieur ( $\chi \sim 10^{-5}$ ), qui affecte seulement le mouvement orbital des électrons. L'aimantation induite, très faible, s'oppose au champ extérieur. Cet effet est présent dans tous les matériaux, mais pour ceux présentés ci-dessous ( $\chi > 0$ ), il est généralement négligeable.
- $\chi > 0$  : on peut classer ces matériaux en fonction du comportement de leur susceptibilité :
  - $1/\chi \propto T$  (loi de Curie,  $T$  représentant la température) : ce sont des matériaux **paramagnétiques**, les moments magnétiques des atomes n'interagissent pas. Sous l'action d'un champ externe, ils s'alignent avec le champ, donnant naissance à une aimantation parallèle au champ extérieur. Cet ordre magnétique

est cependant contrebalancé par l'agitation thermique des atomes, ce qui fait que plus la température est élevée, plus l'aimantation est faible.

- $\frac{1}{\chi}\bigg|_{\min} = T_{Néel}$  : la fonction  $1/\chi$  présente un minimum appelé température de Néel. L'interaction d'échange, i.e. le recouvrement des orbitales atomiques, est négative et les moments magnétiques des atomes s'alignent antiparallèlement avec leurs premiers voisins. On a donc deux sous-réseaux de signe opposé : lorsque ceux-ci se compensent parfaitement, on a affaire à un **antiferromagnétique** (AF), et à un **ferrimagnétique** lorsque les sous-réseaux n'ont pas la même aimantation. Pour un ferrimagnétique, en dessous d'une température dite température de Curie  $T_C$ , on a alors une aimantation résultante spontanée mais faible.
- $1/\chi|_{T=0;T=T_C} = 0$  et  $1/\chi|_{T>T_C} \propto T$  : il s'agit de matériaux **ferromagnétiques** (FM). L'interaction d'échange est positive, ce qui tend à aligner les moments magnétiques parallèlement. En dessous de la température de Curie, la susceptibilité devient infinie et une aimantation spontanée peut apparaître même lorsque le champ extérieur est nul. Au-delà de  $T_C$ , l'agitation thermique des atomes rend le comportement de la susceptibilité équivalent à celui d'un matériau paramagnétique.

Comportement des moments magnétiques de spin					
Comportement de la susceptibilité					
Exemples	Ag, Au, Cu	NO, C(C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>3</sub>	Mg, Cr, MnO, FeCl <sub>2</sub>	MgAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , M <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Fe, Co, Ni, Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> , MnBi
	<b>diamagnétisme</b>	<b>Paramagnétique</b>	<b>Antiferromagnétisme</b>	<b>Ferrimagnétisme</b>	<b>Ferromagnétisme</b>

Figure 1.5-1 – Résumé du comportement magnétique de différents matériaux.

### 1.5.2. Mémoires magnétiques à accès aléatoire

Depuis la découverte de l'effet de la magnétorésistance géante en 1988 (GMR en anglais, pour *Giant Magneto-Resistance*) [59] [60], de multiples applications ont vu le jour, dont la plus connue reste les têtes de lecture des disques durs, qui ont été commercialisées à partir de 1997 et qui ont permis d'augmenter la densité de stockage. Une autre application potentielle de ce domaine de recherche correspond au mécanisme de stockage à proprement parlé des mémoires : les MRAM. L'avantage incontestable sur les RAM conventionnelles comme les mémoires Flash ou les DRAM réside dans la non-volatilité de l'information [61].

Le principe de fonctionnement d'une MRAM est basé sur celui de la jonction tunnel magnétique (MTJ pour *Magnetic Tunnel Junction*) : celle-ci, dans son plus simple appareil, se compose de deux couches minces FM séparées par une fine couche d'isolant (e.g. AlO<sub>3</sub> ou MgO) qui fait office de barrière tunnel. Le fonctionnement peut être expliqué de manière simplifiée par

un modèle à deux bandes, dont l'une, dite bande majoritaire, contient les électrons d'un certain spin (par exemple *up*) et l'autre, dite minoritaire, les électrons de l'autre type (par exemple *down*) (voir Figure 1.5-2, inspirée de [61]). Si l'on suppose que les électrons ne changent pas de spin lorsqu'ils traversent par effet tunnel la barrière d'isolant, ceux-ci doivent se retrouver dans les bandes qui correspondent à leur type. Lorsque les FM sont orientés dans le même sens, les électrons de spin majoritaires se retrouvent dans la bande majoritaire du second FM, et les électrons de spin minoritaire dans la bande minoritaire. Dans ce cas, la résistance est faible (état « 0 » de la mémoire). Par contre, lorsque les FM sont orientés antiparallèlement, les électrons de spin majoritaire du premier FM se retrouvent dans la bande minoritaire du second, et vice-versa pour les électrons de spin minoritaire. Le nombre d'électron pouvant traverser la barrière tunnel est donc réduit, ce qui augmente la résistance, et représente l'état « 1 » de la mémoire. On passe d'un état à l'autre en changeant l'orientation magnétique d'une des deux couches (appelée la couche de stockage, ou la couche libre (FL pour *Free Layer*)), tandis que l'autre couche, la couche de référence, reste stable (PL pour *Pinned Layer*).

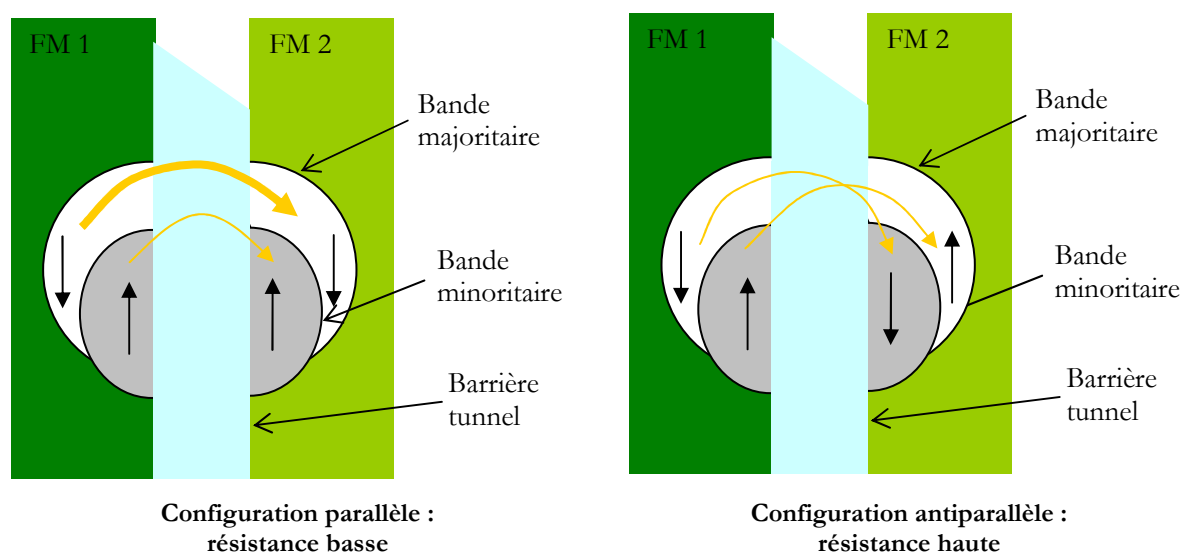


Figure 1.5-2 – Mécanisme de fonctionnement d'une jonction tunnel magnétique.

Au cours des dernières années, ce type d'empilement s'est peu à peu perfectionné afin notamment de permettre une réduction des dimensions sans que l'agitation thermique prenne le pas sur l'ordre magnétique : à la jonction de base (Figure 1.5-3 – A), on a ajouté un matériau AF au FM de référence afin de rendre plus stable son aimantation, par un effet de couplage d'échange interfacial (Figure 1.5-3 – B). La couche de référence rayonnant un champ magnétique dipolaire contrariant le retournement d'aimantation de la couche libre, on la confine en utilisant un empilement dit SAF (pour *Synthetic AntiFerromagnet*), comme cela est illustré à la Figure 1.5-3 – C : deux couches FM sont couplées de manière antiferromagnétique par l'intermédiaire d'un espaceur métallique très fin (par exemple 7 à 8 Å de Ru). Enfin, l'empilement peut être encore complexifié en utilisant un deuxième SAF pour la couche libre (Figure 1.5-3 – D) [62].

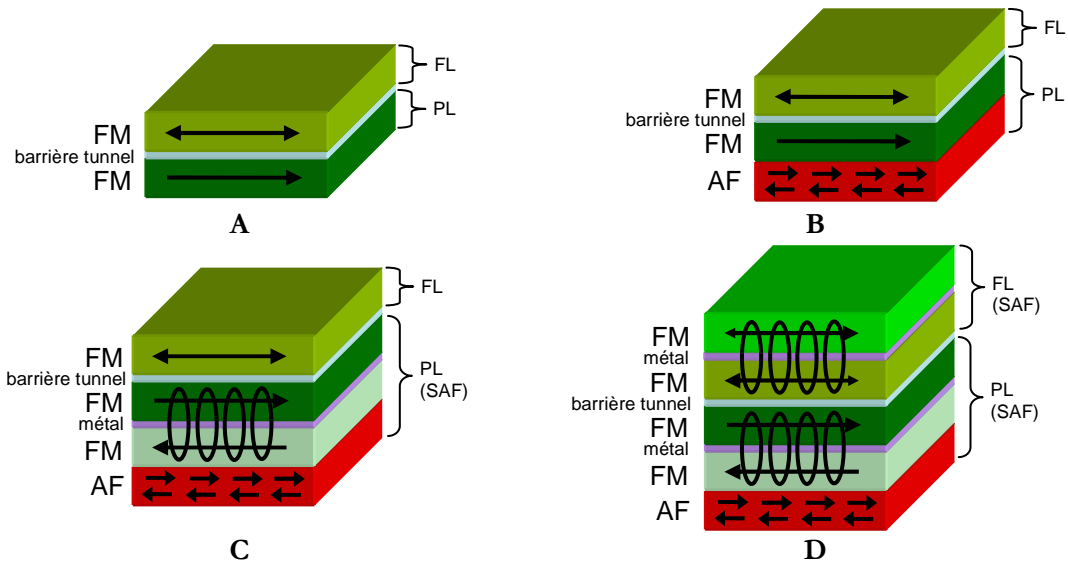


Figure 1.5-3 – Évolution d'un point mémoire d'une MRAM (d'après [62]).

Si la lecture du point mémoire se fait toujours par la lecture de sa résistance, son écriture est moins triviale et connaît plusieurs variantes. Dans les MRAM conventionnelles, le point mémoire sur lequel on souhaite écrire se trouve à l'intersection de deux lignes de courant (Figure 1.5-4) : la ligne « digit » génère un champ magnétique selon le sens difficile d'aimantation, ce qui a pour effet de réduire le champ magnétique extérieur nécessaire au retournement de l'aimantation de la couche libre. Ce deuxième champ magnétique, qui doit être dans la direction de facile aimantation de la couche libre, est généré par la ligne de « bit ». Le sens du courant parcourant cette ligne détermine donc le sens d'aimantation que prendra le FM de la couche libre, et donc l'état du point mémoire [61]. L'inconvénient de cette méthode est que les champs magnétiques nécessaires au retournement de l'aimantation augmentent lorsque la taille du point mémoire diminue et que les interactions avec les points mémoires voisins deviennent préjudiciables. Une approche alternative utilise un système de commutation dit « toggle », qui relève des propriétés spécifiques du SAF [63]. Plus récemment, d'autres groupes travaillent sur la STT-RAM (pour *Spin Transfer Torque*) [64], dite encore Spin-RAM [65], qui utilise l'injection d'électrons préalablement polarisés en spin afin de retourner l'aimantation de la couche libre par transfert de leur moment. Enfin, plusieurs approches consistent à augmenter temporairement la température afin de réduire l'ordre magnétique dans une couche FM (en se plaçant au-dessus de sa température de Curie [66]) ou dans une couche AF dans le cas de matériaux couplés, en se plaçant au-dessus de sa température de Néel [67]. Nous revenons sur l'une de ces approches dans le paragraphe suivant, en expliquant le principe de fonctionnement des TA-MRAM (*Thermally Assisted Magnetic Random Access Memory*) qui utilisent un FM couplé avec un AF pour la couche libre, dont la température de Néel est modérée devant celle de l'AF utilisé pour la couche piégée. Cela permet de « libérer » l'aimantation de la couche de stockage en chauffant le point mémoire par effet Joule et de la renverser grâce à un champ magnétique dont la valeur est nettement plus faible par rapport aux autres configurations [68] [69].

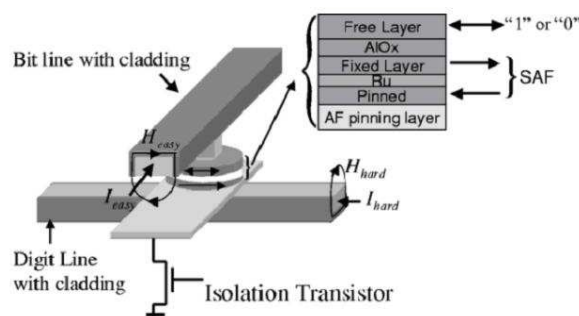


Figure 1.5-4 – Mécanisme d'écriture d'un point MRAM conventionnel (figure extraite de [61]).

IBM et Freescale s'intéressent aux MRAM et ont chacun développé des mémoires de 16 Mo [70] [71]. La start-up Crocus, dont nous utilisons le savoir-faire en matière de dépôt de couches magnétiques (voir sections 3.2.2 et 4.2.2), met au point des technologies avancées dont la TA-MRAM [72]. Dans le cadre de cette thèse, la technologie des MRAM nous intéresse pour deux raisons :

1. Elle permet d'utiliser des **couches aimantées de très faibles dimensions latérales** ( $< 1 \mu\text{m}$ ), qui conservent une aimantation rémanente grâce au couplage des matériaux FM et AF. Nous considérons ici ces empilements structurés comme des nano-aimants, dont l'épaisseur effective correspond à l'épaisseur du FM ;
2. Elle donne accès à la **possibilité de retourner l'aimantation** rémanente de ces nano-aimants, ce qui peut être mis à profit pour actionner des NEMS.

### 1.5.3. Les MRAM à commutation assistée thermiquement

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous sommes limités à utiliser en tant que nano-aimants les empilements inspirés de ceux des TA-MRAM. Un tel empilement est composé d'une couche de matériau ferromagnétique (e.g. CoFe, NiFe) et d'une couche d'un matériau antiferromagnétique (e.g. PtMn, IrMn). Lorsque la température de la couche AF dépasse sa température de Néel, le matériau perd son ordre magnétique et devient paramagnétique. Le couplage d'échange, qui maintenait l'aimantation du FM d'une manière rigide, disparaît. La couche FM retrouve alors son caractère doux, et son aimantation s'aligne dans la direction du champ dans lequel elle est plongée. Si ce champ extérieur est maintenu lorsque la température de l'AF est abaissée en dessous de  $T_{\text{Néel}}$ , alors le couplage d'échange réapparaît, et lorsque le champ magnétique externe disparaît, la couche FM garde le sens de l'aimantation imposé par le champ extérieur [68] [69]. Les valeurs du champ extérieur appliqué sont modérées, typiquement entre 50 et 100 Oe<sup>9</sup> (nous prendrons comme valeur de référence 100 Oe, ce qui correspond à 10 mT). Dans la pratique, plutôt que de la température de Néel, on parle d'une température moyenne dite « de blocage », car la température de Néel présente une distribution autour de sa valeur moyenne et une dépendance aux conditions expérimentales (intensité du champ magnétique extérieur, vitesse de commutation) [73]. Le Tableau 1.5-1 liste les températures de blocage de différents AF.

**Tableau 1.5-1 –  $H_{\text{ex}}$  et  $T_b$  de différents AF (les valeurs de ce tableau sont extraites de [73]).**

AF	$T_b$ [°C]
FeMn	170
IrMn	255
PtMn	310
NiMn	~ 400
CrPdMn	275

La Figure 1.5-5 représente le mécanisme d'écriture de la couche AF/FM : à température ambiante, le cycle d'hystérésis de l'aimantation de l'empilement en fonction du champ magnétique extérieur est décalé de  $H_{\text{ex}}$ , qui correspond au champ d'échange (*exchange field*), si bien que pour un champ magnétique extérieur nul, l'aimantation rémanente de la couche FM tend à s'approcher de la valeur de l'aimantation à saturation (ici négative, cf. Figure 1.5-5 – A). Lorsque l'empilement est chauffé au voisinage de la température de blocage,  $H_{\text{ex}}$  s'annule et le cycle se décale vers l'origine (Figure 1.5-5 – B). Si dans le même temps l'empilement est soumis à un champ magnétique extérieur  $H_m$ , le cycle se décale à nouveau de  $H_{\text{ex}}$  mais avec un signe opposé. Ce décalage perdure lorsque la température s'abaisse, la couche conservant une aimantation rémanente non nulle (et de sens opposé) en l'absence de champ magnétique extérieur (Figure 1.5-5 – C). Le temps de retournement de l'aimantation peut atteindre des valeurs inférieures à la nanoseconde [68].

<sup>9</sup> 1 Oe =  $250/\pi \text{ A.m}^{-1}$

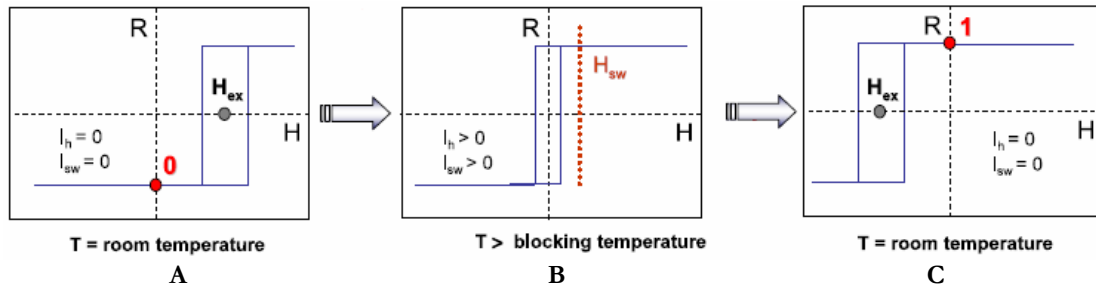


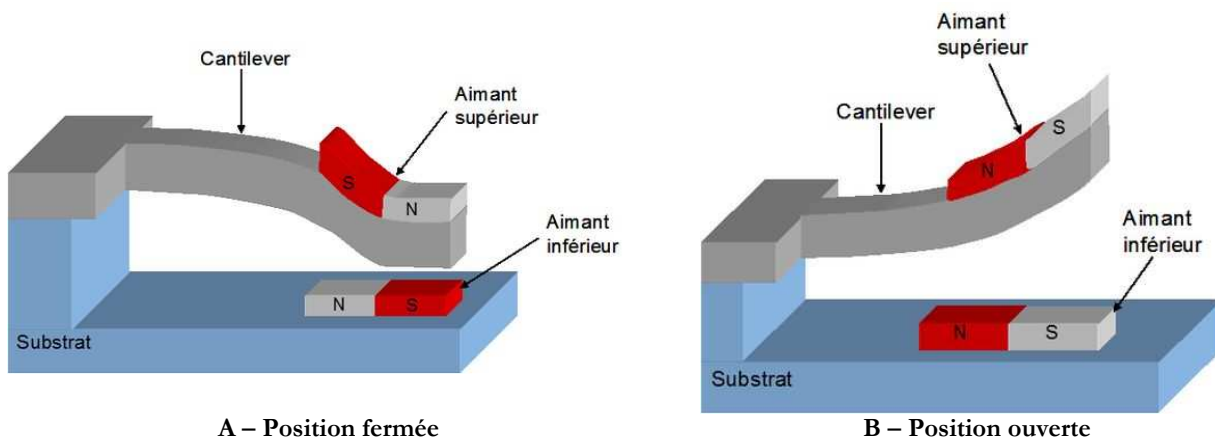
Figure 1.5-5 – Mécanisme de renversement d'aimantation de la couche AF/FM (extrait de [68]).

Les empilements présentés jusqu'à présent pour les MRAM et les TA-MRAM présentaient une aimantation dans le plan. Il existe également des empilements magnétiques qui ont une aimantation hors du plan : ce sont par exemple des multicouches de Co/Ni [74] ou de Pt/Co associés à l'AF IrMn [75]. Dans ce dernier cas, il est possible de retourner l'aimantation de la même manière que les empilements à aimantation dans le plan présentés ci-dessus. Ce système manquant encore de maturité pour être exploité dans le contexte de ce travail de thèse, nous nous limiterons donc aux empilements à aimantation planaire.

## 1.6. Problématiques de la thèse

Ce premier chapitre nous a permis d'introduire les éléments nécessaires à la définition du sujet de cette thèse : dans le contexte d'une miniaturisation croissante des dispositifs électroniques, il est naturel d'aborder la question de la miniaturisation des MEMS. Ceux-ci ont en effet ouvert des marchés conséquents pour une diversité d'applications, et nous pouvons légitimement imaginer que leurs petits frères, les NEMS, permettront de dynamiser ces marchés et d'engendrer de nouvelles applications. Nous avons vu que les NEMS ne se bornent pas à pouvoir être utilisés dans des technologies liées aux capteurs, mais qu'ils peuvent également s'intégrer dans les circuits microélectroniques eux-mêmes. Nous avons donné quelques exemples d'applications dans la section qui dresse l'état de l'art du développement de ces nouveaux systèmes.

L'objectif initial de cette thèse était de réaliser un nano-commutateur bistable. Nos recherches bibliographiques nous ont permis de trouver deux sources de bistabilité. La première vient de l'équilibre entre une force d'actionnement et des forces de proximités, comme c'est le cas pour de nombreux nano-commutateurs présentés à la section 1.4.1.2. La seconde source de bistabilité provient de systèmes magnétiques : elle peut être atteinte grâce à des systèmes d'alignement de moment magnétique dans une induction (voir section 1.2.2), ou alors en travaillant sur des designs utilisant l'effet magnétostrictif de certains matériaux [31]. Mais la problématique de la réduction des dimensions pour les matériaux magnétiques nous a poussés à explorer un domaine encore étranger aux NEMS : celui des MRAM, où des multicouches magnétiques à aimantation permanente sont utilisées. Il est de plus possible de retourner l'aimantation de certaines de ces couches, et ce de manière persistante. Nous avons donc décidé de travailler sur un nano-commutateur bistable, qui commuterait d'une position haute à une position basse grâce à l'interaction dipolaire entre deux aimants (Figure 1.6-1).



A – Position fermée

B – Position ouverte

Figure 1.6-1 – Illustration des deux positions stables du nano-commutateur.

Le procédé de fabrication du nano-commutateur que nous avons établi présentait plusieurs difficultés technologiques, et surtout un temps de développement très long. Nous avons donc réalisé en parallèle un nano-résonateur actionné par la force de Laplace générée grâce à l'interaction d'un courant avec le champ magnétique d'un nano-aimant. Ce dispositif avait pour but de démontrer de façon expérimentale qu'il est possible d'utiliser des multicouches AF/FM pour actionner un NEMS. De plus, nous démontrons que le nano-résonateur ainsi réalisé a les capacités de rivaliser avec ceux de l'état de l'art, car *a contrario* des autres NEMS magnétiques, il n'a pas besoin d'un dispositif expérimental à très basse température et sous vide pour fonctionner. Il est donc un très bon candidat pour des applications potentielles des nano-résonateurs, comme celles de capteur de masse.

Comme il est déjà arrivé dans l'histoire des sciences, des idées similaires naissent en même temps à des endroits différents. Hirai et al ont également pensé à se servir de multicouches utilisées en spintronics pour réaliser un nano-commutateur bistable [41] (leur brevet a été déposé en septembre 2006, soit au début de cette thèse). Cependant, leur invention diffère de la nôtre en cela que :

- L'élément mobile est un nanotube (il n'est jamais question d'utiliser d'autres types de structures mobiles) ;
- L'actionnement utilise uniquement l'interaction aimant/matériaux doux. Si certaines configurations du nano-commutateur que nous proposons utilisent le même type d'interaction (voir section 2.2.2), nous avons généralisé ce principe d'actionnement à l'interaction aimant/aimant et aimant/courant dans le cas du nano-résonateur.
- Les multicouches utilisées par Hirai et al répliquent exactement celles utilisées dans les MRAM : ils utilisent une couche de référence et une couche d'aimantation libre, orientée grâce à un courant de spin traversant la structure. Lorsque les deux aimantations sont parallèles, le champ magnétique émis par l'aimant est suffisamment fort pour faire commuter le nanotube, et lorsqu'elles sont antiparallèles, les lignes de champ se rebouclent entre elles et le champ émis est négligeable. Dans notre cas, d'une part le courant de commande du nano-commutateur ne traverse pas la structure, et d'autre part, il y a toujours un champ magnétique émis grâce à la rémanence de l'aimantation venant du couplage d'échange entre l'AF et le FM.

La suite de ce manuscrit est divisée en quatre chapitres :

- Le premier de ces chapitres, **Modélisation de l'actionnement magnétique**, présente les modèles qui ont été utilisés, tant pour simuler les champs magnétiques (section 2.1) que les déformations mécaniques des NEMS. Ces déformations ont été calculées pour une poutre encastree-libre dans le cas du nano-commutateur (section 2.2) et encastree-encastree pour le nano-résonateur (section 2.3). De plus, nous présentons la modélisation que nous avons effectuée du système de commutation, qui donne au nano-



commutateur sa bistabilité. Ce système de commutation magnéto-thermique se compose de deux parties : une ligne de courant générant un champ magnétique (section 2.1.2) et une thermistance créant une augmentation de température localisée sous le nano-aimant (section 2.2.4). Les modèles que nous avons établis prennent en compte les contraintes liées au procédé de fabrication et ils nous ont donc permis de réaliser le dimensionnement de chacun des objets en vue de leur fabrication (sections 2.2.6 et 2.3.5).

- Comme son titre l'indique, le chapitre suivant, **Nano-commutateur magnétique**, traite uniquement du nano-commutateur. Nous y établissons un cahier des charges auquel l'objet devra répondre pour être d'une réelle utilité en tant qu'interrupteur (section 3.1). Nous détaillons ensuite le procédé de fabrication (section 3.2) et nous présentons les premiers résultats obtenus. L'empilement technologique étant complexe, nous nous sommes heurtés à un problème de reprise de contact, qui a été révélé grâce à des tests électriques paramétriques réalisés au cours de la fabrication. Nous expliquons donc la façon dont nous avons résolu ce problème. Nous continuons ce chapitre par l'étude du contact électrique à l'échelle micro et nanoscopique (section 3.3). Après quelques rappels théoriques, nous présentons un modèle de résistance de constriction que nous avons validé expérimentalement. Nous abordons également le comportement de la résistivité des matériaux en couche mince, avant de donner une estimation de la résistance de contact que devrait présenter notre nano-commutateur. La conclusion de ce chapitre revient sur le respect du cahier des charges du nano-commutateur, et donne quelques pistes sur l'optimisation du procédé de fabrication.
- Le chapitre 4, **Nano-résonateur magnétique**, présente plus précisément la réalisation de cet objet. Nous y traitons de la fabrication du nano-résonateur, effectuée tout d'abord à la PTA. Cette fabrication, que nous détaillons à la section 4.2.1, nous a permis d'obtenir des nano-résonateurs sur lesquels nous avons pu effectuer des premières mesures. Nous présentons également l'adaptation de l'empilement du nano-commutateur au cas du nano-résonateur : l'idée initiale était de fabriquer le résonateur sur les mêmes plaques que le nano-commutateur. Nous avons finalement établi un procédé spécifique au nano-résonateur, ce qui nous a permis d'avoir des dispositifs de taille submicronique (section 4.2.2). Nous présentons les mesures par vibrométrie par effet Doppler que nous avons réalisées, et qui nous ont permis de démontrer que les poutres étaient mises en mouvement par la force de Laplace. Nous proposons également deux stratégies de mesure électronique intégrée. Enfin, nous revenons dans la conclusion sur les caractéristiques des nano-résonateurs fabriqués par rapport aux spécifications données dans le cahier des charges ainsi que sur plusieurs pistes d'optimisation des designs et du procédé de mesure.
- Le chapitre de **Conclusion** clôt ce manuscrit de thèse : nous y revenons sur les nouveautés développées au cours de ces trois années de thèse, ainsi que sur les perspectives qu'offre notre travail. Le résumé de cette thèse est illustré par la Figure 1.6-2, qui montre les 8 niveaux de masques nécessaires à la réalisation du nano-commutateur. Nous y retrouvons toutes les thématiques de la thèse : nano-commutateur et nano-résonateur, test mécanique, tests électriques paramétriques et étude de la résistance de contact.

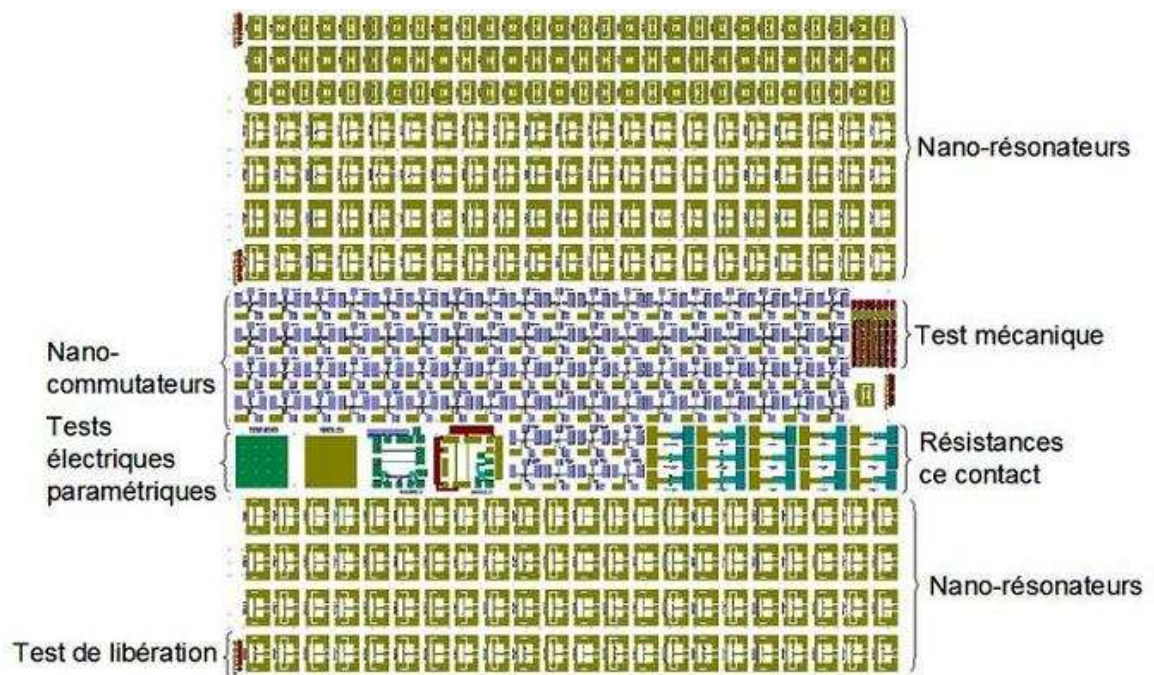


Figure 1.6-2 – Image des 8 niveaux de masques nécessaires à la réalisation du nano-commutateur.



## Chapitre 2. Modélisation de l'actionnement magnétique

### *Présentation du chapitre*

Ce chapitre porte sur la modélisation des NEMS actionnés grâce aux multicouches AF/FM. Dans la première section, nous présentons le modèle coulombien qui a été utilisé pour calculer le champ magnétique rayonné par ces nano-aimants. Nous présentons également la modélisation du champ magnétique induit par un courant. Ce modèle sert à dimensionner la première partie du système de commutation du nano-commutateur, celle qui requiert un champ magnétique généré par un courant. Enfin, nous revenons sur la pertinence d'utiliser pour les nanosystèmes les couches AF/FM présentées dans la première section.

La seconde section de ce chapitre présente la modélisation du premier nano-objet de cette thèse : le nano-commutateur, qui utilise comme principe d'actionnement l'interaction dipolaire entre deux aimants. Ce nano-commutateur présente deux états stables, en fonction de la polarité respective des deux aimants qui le composent. Après avoir présenté les différentes variantes du nano-commutateur, nous détaillons le modèle mécanique statique du dispositif en tenant compte de la diminution du module d'Young en couche mince. Nous poursuivons cette section par la modélisation de la partie thermique du système de commutation. Nous abordons également la problématique de la lecture de l'état du commutateur, car il faut veiller à ce que celle-ci soit sans impact sur l'état du système. Enfin nous exposons la démarche de dimensionnement que nous avons suivie, dans une optique de fabrication VLSI (*Very Large Scale Integration*).

La dernière section de ce chapitre présente le deuxième dispositif développé dans cette thèse, un nano-résonateur. Celui-ci utilise également un actionnement magnétique par un empilement AF/FM, mais via la force de Laplace. Après être revenus sur l'origine physique de cette force, nous abordons la modélisation du système : détermination des paramètres mécaniques liés à la dynamique du résonateur puis calcul de sa déflexion. Enfin, nous retraçons la démarche de dimensionnement que nous avons adoptée, dans la même optique que le nano-commutateur, mais également dans une optique de fabrication simplifiée à petite échelle.

## 2.1. Simulation magnétique

### 2.1.1. Champ magnétique généré par un aimant

#### 2.1.1.1. Modélisation par approche coulombienne

Comme nous l'avons vu dans la section 1.5 du chapitre précédent, les couches AF/FM se comportent comme des aimants permanents dont l'aimantation rémanente vaut quasiment celle à saturation. Nous pouvons donc modéliser de façon classique le champ rayonné, en considérant que le volume de l'aimant correspond au volume de la couche ferromagnétique du multicouche (dans notre cas du FeCo, dont l'aimantation à saturation vaut 2,4 T).

Bien que le magnétisme soit un phénomène d'origine quantique, lorsqu'on travaille sur des volumes dont les dimensions caractéristiques sont supérieures à quelques mailles atomiques, on peut utiliser une description macroscopique et continue. Il existe deux représentations des phénomènes magnétiques, qui donnent chacune une définition du moment magnétique  $M$ , et qui sont équivalentes lorsqu'on est loin de la source de ce moment [76] :

- **L'approche ampérienne**, basée sur le recours aux densités de courant : une boucle de courant  $I$  et de surface  $S$  ( $\vec{S} = S\vec{n}$  où  $\vec{n}$  est un vecteur unité normal à la surface) génère un moment magnétique ;
- **L'approche coulombienne**, basée quant à elle sur l'analogie avec l'électrostatique, et l'existence fictive de charges magnétiques  $q$ , qui s'exprime en T.m².

La Figure 2.1-1 montre les deux représentations, avec les définitions du moment magnétique  $M$  associées ( $M$  s'exprime en A.m²).

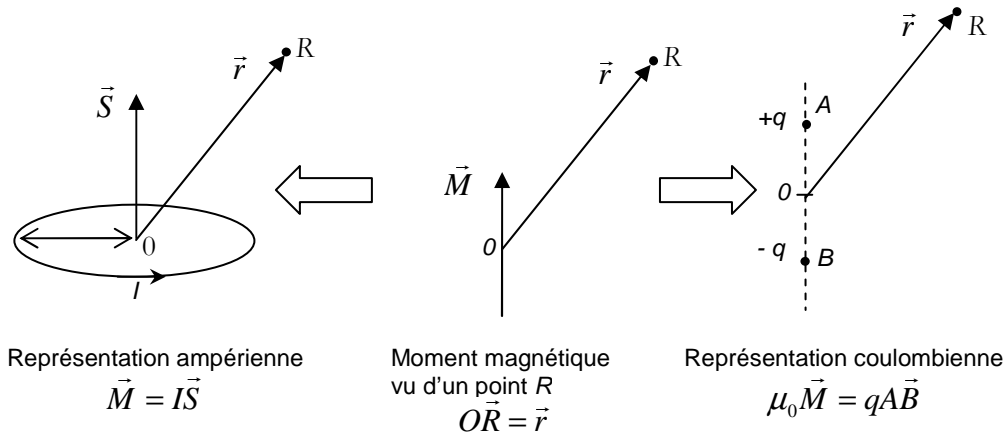


Figure 2.1-1 – Représentation ampérienne et coulombienne.

Dans l'approche coulombienne, l'induction  $B$  peut s'écrire comme :

$$\vec{B} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dq$$

où  $dq$  représente la charge élémentaire associée à un élément linéique, surfacique ou volumique (l'intégrale étant calculée sur l'ensemble des charges).

À partir de l'équation ci-dessus, nous pouvons exprimer le champ magnétique créé par une surface rectangulaire uniformément chargée [77], et écrire l'induction  $B$  générée dans l'espace par un aimant parallélépipédique de dimension  $2a$ ,  $2b$ ,  $2c$  selon  $y$ ,  $z$ ,  $x$  respectivement, et avec une aimantation  $J$  selon  $x$  (Figure 2.1-2). Cet aimant se modélise comme deux surfaces parallèles inversement chargées. L'induction s'écrit :

$$\vec{B} = B_x \vec{x} + B_y \vec{y} + B_z \vec{z}$$

où

$$B_x(x, y, z) = \frac{J}{4\pi} \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} E_x(x-c, y, z, i, j) - \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} E_x(x+c, y, z, i, j)$$

$$B_y(x, y, z) = \frac{J}{4\pi} \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} E_y(x-c, y, z, i, j) - \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} E_y(x+c, y, z, i, j)$$

$$B_z(x, y, z) = \frac{J}{4\pi} \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} E_z(x-c, y, z, i, j) - \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} E_z(x+c, y, z, i, j)$$

avec

$$E_x(x, y, z, i, j) = \arctan(S(y, i) \frac{T(z, j)}{R(x, y, z, i, j) * x})$$

$$E_y(x, y, z, i, j) = \ln(R(x, y, z, i, j) - T(z, j))$$

$$E_z(x, y, z, i, j) = \ln(R(x, y, z, i, j) - S(y, i))$$

$$S(y, i) = y - (-1)^i * a$$

$$T(z, j) = z - (-1)^j * b$$

$$R(x, y, z, i, j) = \sqrt{(S(y, i))^2 + (T(z, j))^2 + x^2}$$

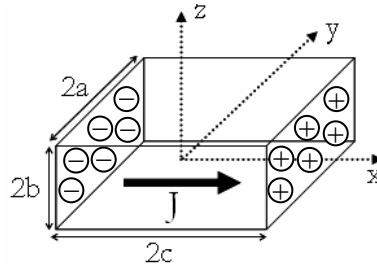


Figure 2.1-2– Aimant de dimension  $2a \times 2b \times 2c$  avec une aimantation  $J$  selon  $x$ .

### 2.1.1.2. Évaluation du calcul analytique par rapport au calcul numérique

Afin de vérifier que les formules analytiques présentées ci-dessus avaient été codées correctement sous Matlab, nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux donnés par Flux3D, un logiciel de calcul par éléments finis. La géométrie du problème est présentée à la Figure 2.1-3 : nous avons choisi de travailler avec un aimant de longueur  $6 \mu\text{m}$ , de largeur  $1,1 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $56 \text{ nm}$  (dimensions typiques de nos systèmes) : nous regardons les valeurs du champ magnétique  $B$  sur une surface située à une altitude  $h$  au-dessus de l'aimant. La résolution de la simulation analytique était la suivante :  $N_x = N_y = 399$  et  $N_z = 20$  (ces nombres correspondent au nombre d'éléments en  $x, y$  et  $z$  sur lesquels est fait le calcul).

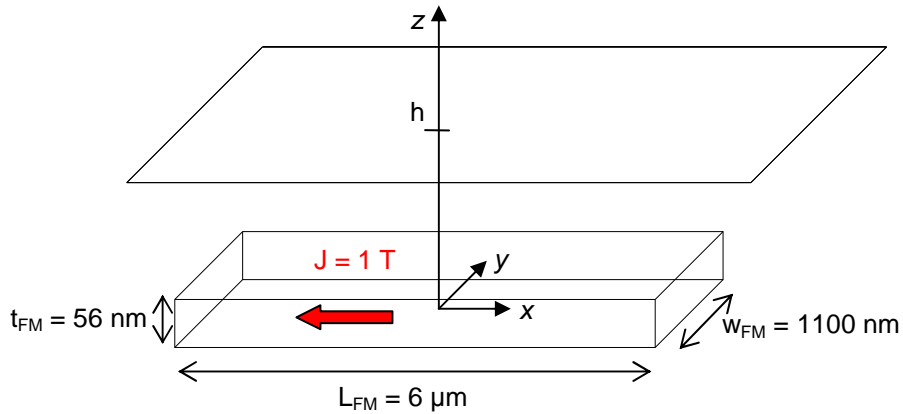


Figure 2.1-3 – Géométrie du système.

La Figure 2.1-4 montre à titre d'illustration le comportement de la composante verticale ( $B_z$ ) sur une surface d'altitude  $h$  constante ( $h = 50$  nm et  $h = 500$  nm). À première vue il y a une bonne correspondance entre les résultats donnés par les calculs analytique et numérique. Nous nous intéressons de manière plus détaillée aux valeurs des composants  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  du champ magnétique au milieu de la largeur de l'aimant ( $y = 0$ ) et à une altitude de 50 nm (Figure 2.1-5)

- **Composante  $B_x$**  (courbe bleue) : la forme du champ est correcte, puisque  $B_x$  est positif lorsqu'on est strictement au dessus de l'aimant (donc pour des valeurs de  $x$  comprises entre -3 et 3  $\mu\text{m}$ ), et négatif au-delà. La valeur maximale atteinte par  $B_x$  est de 53 mT (Flux3D : 43 mT). L'actionnement magnétique de nos structures utilise principalement cette composante horizontale du champ.
- **Composante  $B_y$**  (courbe rose) : elle est très inférieure aux autres composantes pour les deux calculs. Le calcul analytique donne une valeur quasiment nulle (0,6 mT), tandis que le modèle numérique donne une valeur maximale de 8 mT. Cela peut être dû au fait que le maillage effectué par le logiciel n'est pas entièrement symétrique, et donc qu'on ne soit pas situé à  $y = 0$  où, pour des raisons de symétrie,  $B_y$  devrait être nul. Au cours du dimensionnement des systèmes, nous avons pris soin de vérifier que les valeurs de  $B_y$  étaient négligeables devant les composantes du champ magnétique qui nous intéressaient ( $B_x$  ou  $B_z$ ), afin de ne pas générer de mouvements parasites.
- **Composante  $B_z$**  (courbe verte) : L'évolution de  $B_z$  en fonction de  $x$  est similaire sur les deux courbes et correspond à ce qu'on pouvait attendre : le champ qui sort de l'aimant a une composante verticale importante (positive puis négative car le champ se reboucle dans l'aimant), mais celle-ci s'amenuise lorsqu'on s'éloigne des pôles. Cette composante verticale est relativement importante, avec des valeurs de champ pouvant atteindre 114 mT (Flux3D : 91 mT). Cependant, nous avons choisi de ne pas utiliser ce champ car la lithographie optique utilisée pour la fabrication des échantillons en 100 nm ne permet pas un alignement adéquat. De plus, nous verrons dans les sections 4.2.1.4 et 4.2.2.4 du Chapitre 4 que la libération des structures est difficile au-dessus du bord des aimants, car ceux-ci ont tendance à retenir des redépôts. Nous avons néanmoins dimensionné quelques variantes qui mettent à profit ce champ vertical (voir section 2.3.5).

Il faut rappeler ici que si la modélisation analytique donne des résultats correctes dans le cas d'un aimant parallélépipède parfait, il n'existe pas de formule simplifiée pour toutes les géométries : c'est dans le cas de géométries non classiques qu'un logiciel de simulation par éléments finis comme Flux3D montre toute sa puissance. Dans notre cas, nous nous contenterons d'utiliser les formules présentées à la section 2.1.1.1 car elles fournissent un modèle suffisamment précis pour calculer les champs magnétiques, et elles peuvent être intégrées à un programme analytique de modélisation multiphysique magnéto-mécanique.

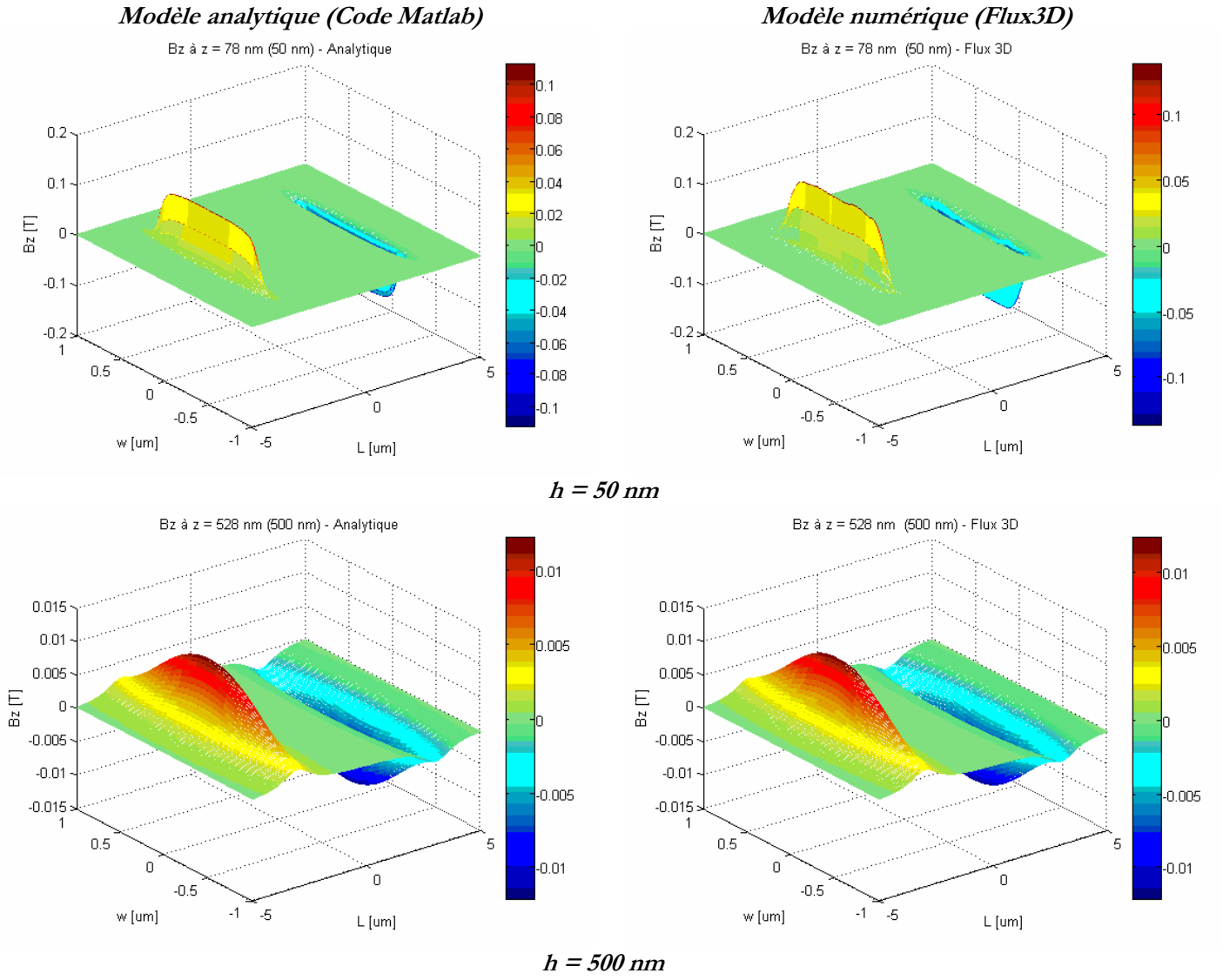


Figure 2.1-4 – Variations de la composante  $B_z$  du champ magnétique en fonction de la distance à l'aimant obtenues respectivement par méthodes analytique (colonne de gauche) et numérique (colonne de droite).

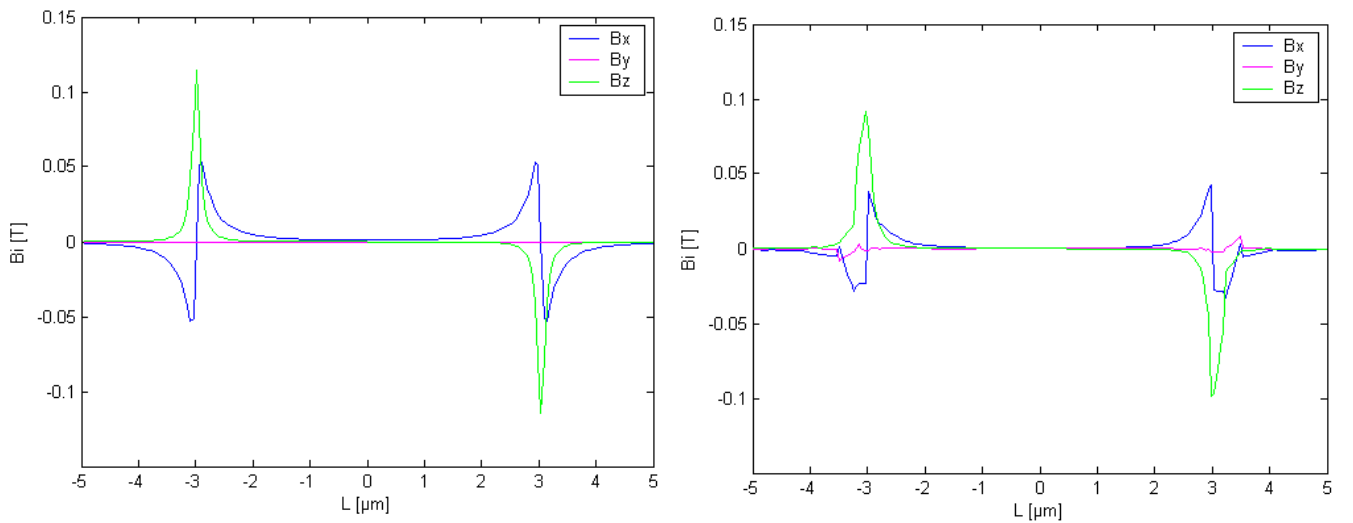


Figure 2.1-5 – Comparaison des composantes  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  à une altitude de 50 nm au dessus de l'aimant et au milieu de la largeur de l'aimant ( $y = 0$ ) : à gauche, les valeurs données par le modèle analytique, à droite, les valeurs données par Flux3D.



## 2.1.2. Champ magnétique généré par un courant

### 2.1.2.1. Modélisation analytique

Comme nous l'avons vu dans la section 1.5, le principe du retournement de l'aimantation des multicouches AF/FM utilise un champ magnétique extérieur généré par un courant afin d'imposer un nouveau sens d'aimantation à la couche FM libre. Il est donc nécessaire de pouvoir calculer un tel champ afin de dimensionner les lignes électriques adéquates. Le calcul se fait à partir de la loi de Biot et Savart, qui définit le champ d'induction magnétique  $B$  généré par un courant  $I$  circulant dans un fil de longueur  $L$ , comme :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{Id\vec{L} \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}$$

où  $r'$  représente la position de la ligne,  $r$  le point où l'on calcule le champ et  $\mu_0$  la perméabilité du vide ( $= 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N.A}^{-2}$ )

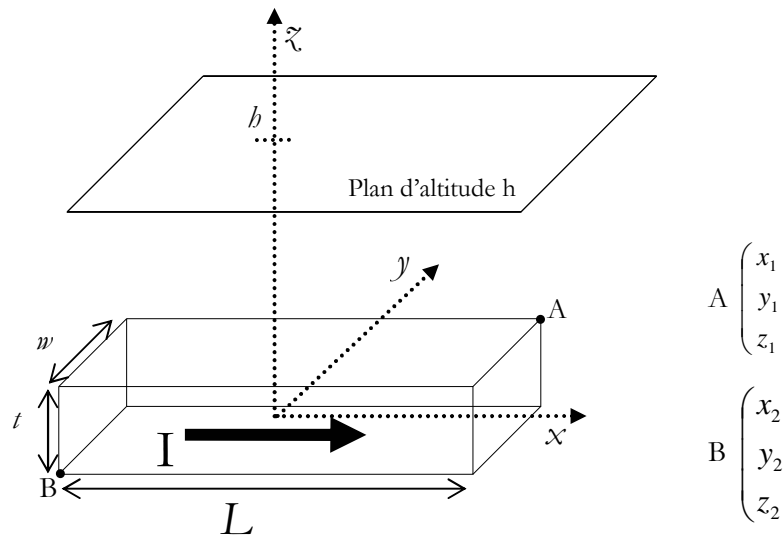


Figure 2.1-6 – Ligne métallique dans laquelle circule un courant  $I$ .

En écrivant cette loi pour une ligne métallique de section  $w$  (largeur)  $\times$   $t$  (épaisseur) dans laquelle circule un courant de densité  $J = I/(wt)$  dans le sens de la longueur  $L$  (voir le schéma Figure 2.1-6), et en faisant le traitement mathématique adéquat (voir l'annexe 1 de la thèse de D.E. Sorea Stanescu [78]), les trois composantes du champ magnétique généré peuvent s'écrire :

- $B_x = 0$
- $B_y = B_y^{x_2 y_2 z_2} - B_y^{x_2 y_2 z_1} - B_y^{x_2 y_1 z_2} + B_y^{x_2 y_1 z_1} - B_y^{x_1 y_2 z_2} + B_y^{x_1 y_2 z_1} + B_y^{x_1 y_1 z_2} - B_y^{x_1 y_1 z_1}$

$$B_y^{x_l y_m z_n} = -\frac{\mu_0 J}{4\pi} \left[ (x_l - x) \left( \ln \left( y - y_m + \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2} \right) - 1 \right) + \right. \\ \left. (z - z_n) \left( \arctan \left( \frac{x - x_l}{z - z_n} \right) - \arctan \left( \frac{(x - x_l)(y - y_m)}{(z - z_n) \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2}} \right) \right) + \right. \\ \left. (y - y_m) \ln \left( x - x_l + \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2} \right) \right]$$

$m, n, l = 1, 2$

$$\begin{aligned}
& \blacksquare \quad B_z^{x_l y_m z_n} = B_z^{x_2 y_2 z_2} - B_z^{x_2 y_1 z_2} - B_z^{x_2 y_2 z_1} + B_z^{x_2 y_1 z_1} - B_z^{x_1 y_2 z_2} + B_z^{x_1 y_1 z_2} + B_z^{x_1 y_2 z_1} - B_z^{x_1 y_1 z_1} \\
B_z^{x_l y_m z_n} &= \frac{\mu_0 J}{4\pi} \left( \begin{aligned} & (x - x_l) \left( \ln \left( z - z_n + \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2} \right) - 1 \right) + \\ & (y - y_m) \left( \arctan \left( \frac{x - x_l}{y - y_m} \right) - \arctan \left( \frac{(x - x_l)(z - z_n)}{(y - y_m) \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2}} \right) \right) + \\ & (z - z_n) \ln \left( x - x_l + \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2} \right) \end{aligned} \right) +
\end{aligned}$$

$m, n, l = 1, 2$

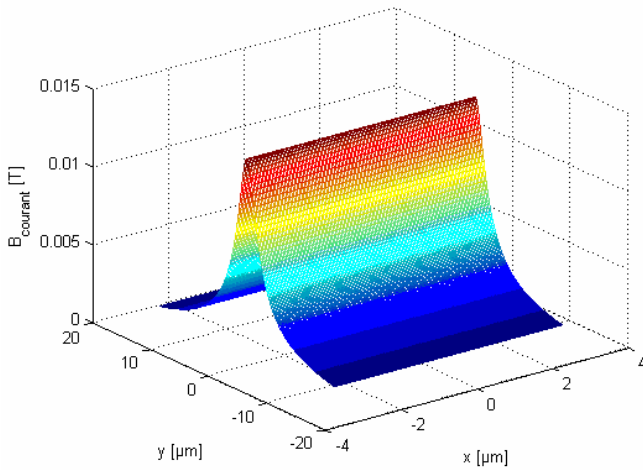
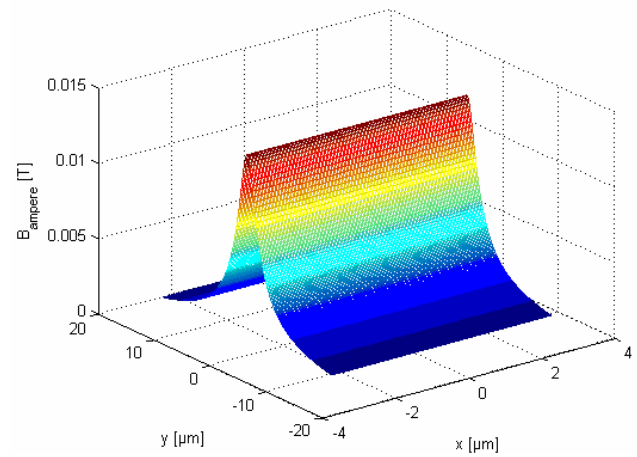
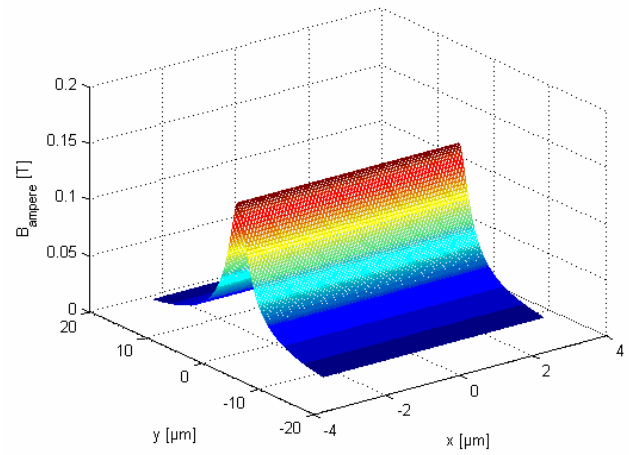
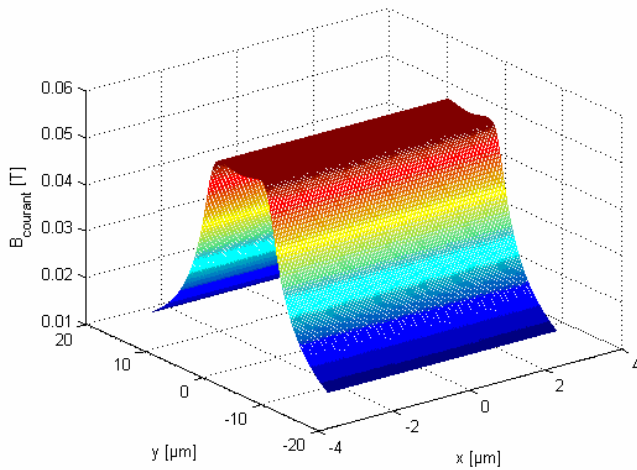
### 2.1.2.2. Comparaison avec le théorème d'Ampère

Il est intéressant de comparer les résultats donnés par ces formules avec les résultats donnés par le théorème d'Ampère, une formule classique beaucoup plus simple, qui donne la valeur de l'induction magnétique  $B$  pour un courant  $I$  circulant dans un fil infini en un point distant de  $r$  du fil :

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi r}$$

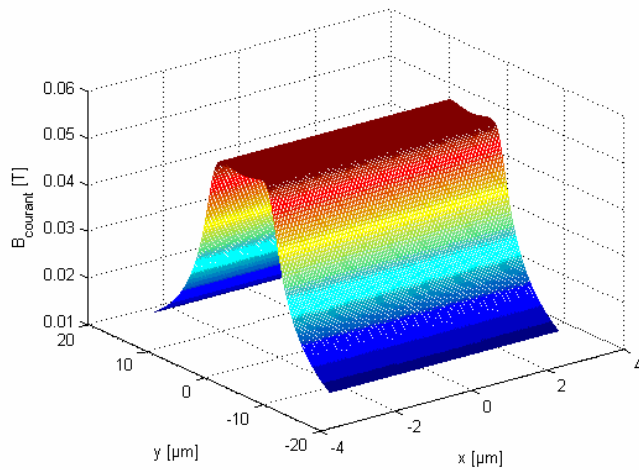
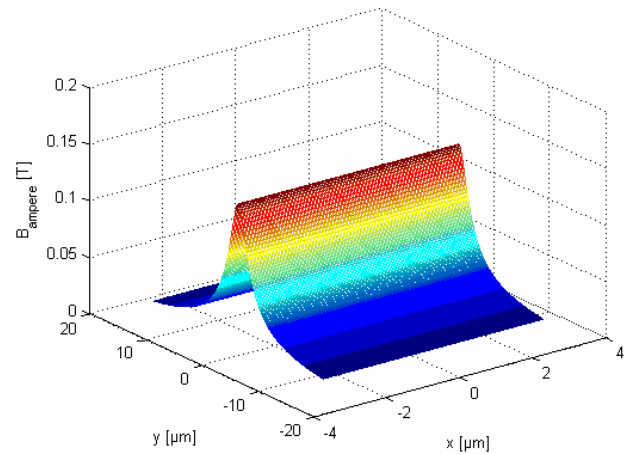
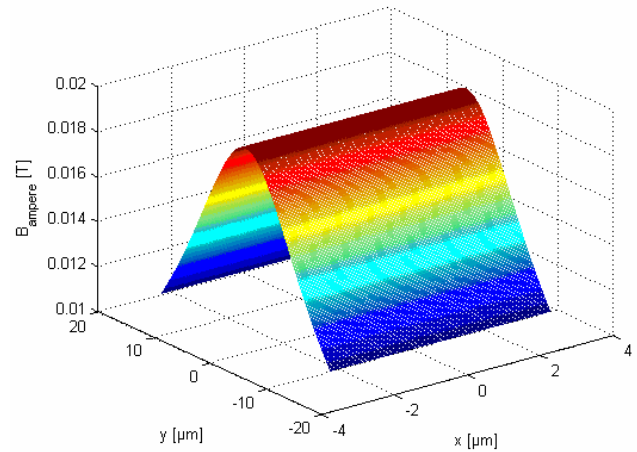
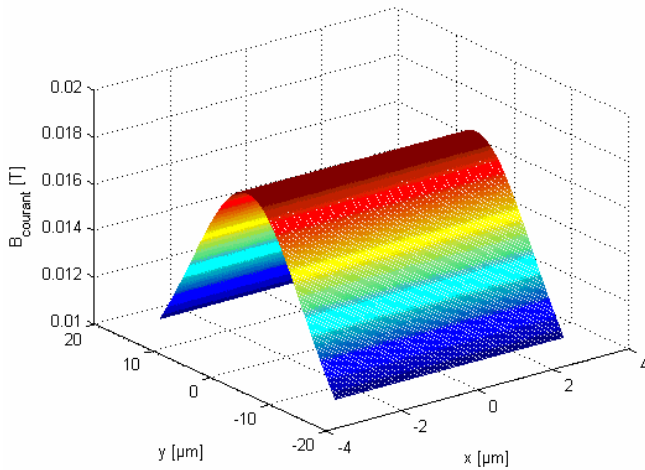
Cette formule et celles présentées précédemment ont été codées sous Matlab, et nous avons calculé les valeurs de  $B$  ( $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ ) pour une densité de courant constante ( $J = 10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>, ce qui correspond à la valeur de la densité maximale de courant que nous avons mesurée pour l'or, voir la section 3.3.3.2), une largeur de fil  $w$ , une longueur de 100  $\mu$ m et une épaisseur de 1  $\mu$ m. Notons que pour le dimensionnement de la ligne de génération de champ magnétique, nous avons choisi  $L$  de façon à correspondre à ce qui a été dessiné sur le masque ( $L = 78$   $\mu$ m, voir le Tableau 2.1-1).

La Figure 2.1-7 montre l'amplitude du champ magnétique généré par une ligne de courant de section  $w \times 1$   $\mu$ m (avec  $w = 1$   $\mu$ m et 10  $\mu$ m) à une altitude de 1  $\mu$ m au-dessus de la ligne (le plan d'altitude  $h$  sur la Figure 2.1-6). Nous constatons que si le théorème d'Ampère modélise assez bien une ligne de largeur 1  $\mu$ m ( $w/h = 1$ ), le comportement du champ qu'il calcule ne correspond plus au comportement physique qui est attendu lorsque la ligne de courant s'élargit ( $w/h = 10$ ). En effet la forme de cette ligne devrait transparaître dans la forme du champ magnétique, comme nous le constatons pour les valeurs du champ données par les formules présentées dans la section précédente. Il y a une bonne concordance des valeurs pour la ligne de largeur 1  $\mu$ m ( $B_{\text{ampère max}} = 13,33$  mT et  $B_{\text{courant max}} = 13,28$  mT) tandis que le théorème d'Ampère surévalue de plus de 100% la valeur du champ magnétique pour une largeur plus importante ( $B_{\text{ampère max}} = 133,3$  mT et  $B_{\text{courant max}} = 51,95$  mT pour  $w = 10$   $\mu$ m).

***B calculé par les formules de la section 2.1.2.1******B calculé avec le théorème d'Ampère*****Largeur de la ligne  $w = 1 \mu\text{m}$** **Largeur de la ligne  $w = 10 \mu\text{m}$** 

**Figure 2.1-7 – Comparaison du champ magnétique généré par une ligne de courant de largeur  $w$  ( $= 1$  et  $10 \mu\text{m}$ ) et calculé à partir de la loi de Biot et Savart (colonne de gauche) et par le théorème d'Ampère (colonne de droite).**

Le théorème d'Ampère s'applique en effet lorsque la largeur du fil est petite par rapport à la distance à laquelle on se place, ou alors lorsqu'on s'éloigne suffisamment du fil pour pouvoir négliger la forme de sa section. Si nous considérons le rapport largeur/hauteur, il faut que  $w/h \sim 1$  pour que les deux formules soient équivalentes : nous constatons en effet que pour un fil de largeur  $10 \mu\text{m}$ , à une altitude de  $1 \mu\text{m}$  au dessus du fil, la forme de la section est importante, tandis que les résultats pour une altitude de  $10 \mu\text{m}$  ( $w/h = 1$ ) sont très similaires entre les formules de la section 2.1.2.1 et celle d'Ampère (cela est illustré à la Figure 2.1-8). À cette altitude,  $B_{\text{ampere max}} = 19,05 \text{ mT}$  et  $B_{\text{courant max}} = 17,38 \text{ mT}$ . Plus on s'éloigne de la ligne, plus l'erreur faite par le théorème d'Ampère est négligeable.

***B calculé par les formules de la section 2.1.2.1******B calculé avec le théorème d'Ampère*** **$h = 1 \mu\text{m}$**  **$h = 10 \mu\text{m}$** 

**Figure 2.1-8 – Comparaison du champ magnétique généré par une ligne de courant de largeur  $10 \mu\text{m}$  à différentes altitudes  $h$ , calculé à partir de la loi de Biot et Savart (colonne de gauche) et par le théorème d'Ampère (colonne de droite).**

Nous retrouvons ce comportement à la Figure 2.1-9, qui montre l'évolution des champs magnétiques suivant les deux formules pour deux largeurs de lignes différentes ( $w = 2 \mu\text{m}$  et  $w = 10 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'altitude : plus la ligne est étroite, plus l'altitude à laquelle les deux formules sont équivalentes est basse. Nous remarquons à nouveau que le théorème d'Ampère surévalue les valeurs du champ magnétique.

La ligne de génération de champ magnétique étant très proche de l'aimant (la distance entre le haut de la ligne et le haut de l'aimant étant de  $190 \text{ nm}$ ), le rapport  $w/h$  est très supérieur à 1 ( $w$  vaut au minimum  $5 \mu\text{m}$ ). Nous utiliserons donc les formules introduites en 2.1.2.1 plutôt que le théorème d'Ampère (voir la section suivante).

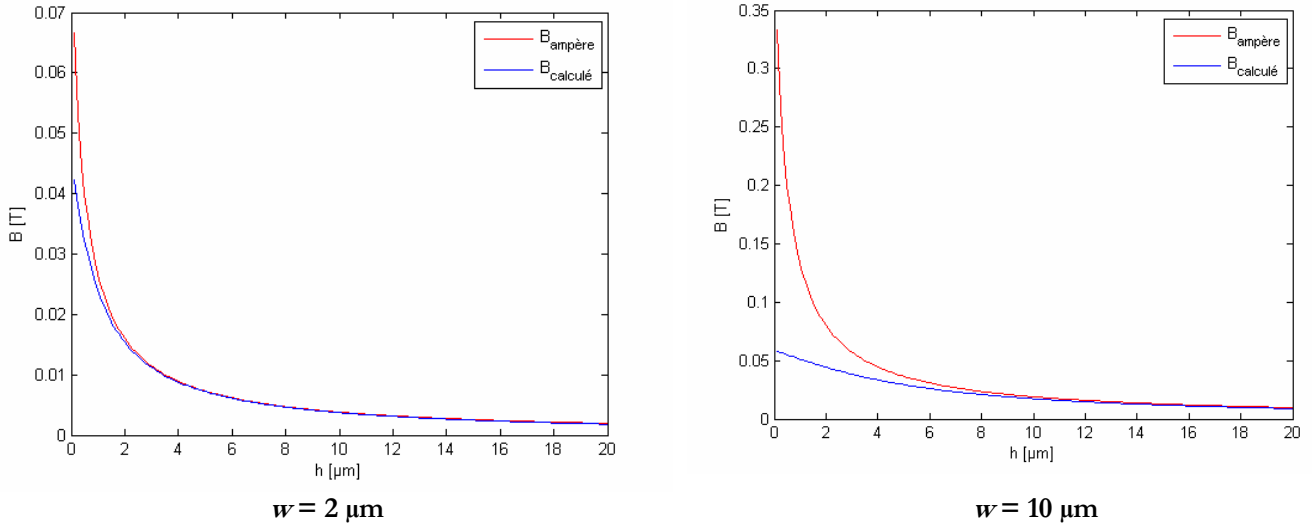


Figure 2.1-9 – Évolution des champs magnétiques en fonction de l'altitude  $h$  pour une ligne électrique de largeur  $2 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$  ( $x = y = 0$ ).

### 2.1.2.3. Dimensionnement de la ligne de courant pour le nano-commutateur

Les matériaux choisis pour le nano-commutateur devaient allier une température de blocage faible pour l'AF à la plus grande aimantation possible pour le FM. Le choix s'est donc porté sur un empilement du type FeMn/FeCo/FeMn, dont le point de fonctionnement est fixé à 100 Oe (valeur du champ à appliquer pour retourner son aimantation) et 170°C (valeur de la température à atteindre pour permettre le retournement d'aimantation à 100 Oe) [73]. Notons que nous avons choisi d'ajouter une couche AF au-dessus du FM afin d'améliorer le couplage d'échange. Les simulations thermiques sont présentées à la section 2.2.4. Nous nous attacherons dans cette section à donner les règles de dimensionnement de la ligne de champ, dite *ligne H*, de façon à avoir le champ désiré dans la couche FeMn. Les épaisseurs des différentes couches sont indiquées à la Figure 2.1-10.

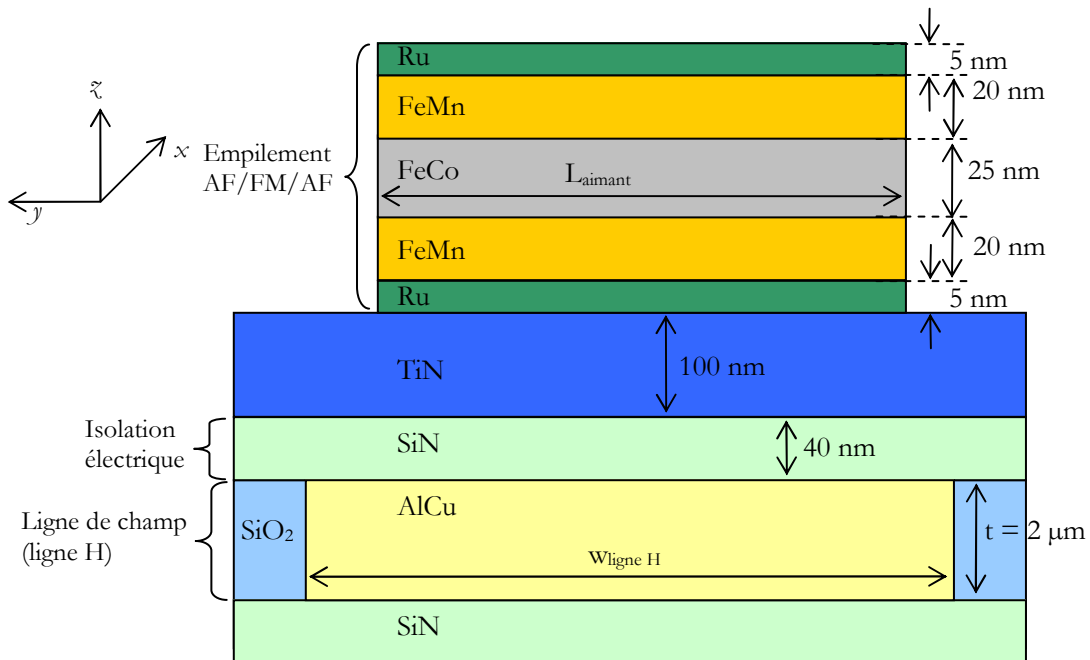


Figure 2.1-10 – Description schématique de la ligne de champ et de l'empilement magnétique.

Le cahier des charges auquel doit répondre le dimensionnement est :

1. Avoir une intensité de courant  $J$  réaliste: nous prendrons  $J = 10^{11}$  A.m<sup>-2</sup> (donnée expérimentale obtenue pour l'or, voir section 3.3.3.2) ;
2. Avoir une épaisseur  $t$  limitée (pour des raisons de process, les lignes métalliques épaisses étant difficile à réaliser, voir notamment la section 3.2.4.2). Nous avons choisi une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  ;
3. Générer un champ magnétique  $H_y$  supérieur à 100 Oe (voir section 1.5)
  - a) dans toute la couche FeCo : l'intensité du champ diminuant lorsqu'on s'éloigne du fil, il faut calculer le champ magnétique au sommet de la couche, c'est-à-dire à une altitude de 190 nm au dessus de la ligne H ;
  - b) pour les différentes dimensions d'aimants : nous travaillerons donc avec les dimensions les plus faibles (aimant de 2,75 x 2  $\mu\text{m}$ ) et les plus importantes (aimant de 2,75 x 9,73  $\mu\text{m}$ ). Ces dimensions sont justifiées par la prise en compte des contraintes technologiques (résolution et désalignement dus à la lithographie) qui sont explicitées à la section 3.2.1.1.

Plusieurs itérations ont permis de trouver une bonne règle de dimensionnement. La longueur de la ligne est égale à 78  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à ce qui a été dessiné sur le masque afin d'avoir un accès facile aux plots de contact. Pour une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  et une densité de courant de  $10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>, il faut respecter (entendu que l'aimant se trouve au milieu de la ligne) :

- $w_{\text{ligne H}} = L_{\text{aimant}} + 3 \mu\text{m}$  si  $L_{\text{aimant}} \leq 2 \mu\text{m}$  ;
- $w_{\text{ligne H}} = L_{\text{aimant}} + 2 \mu\text{m}$  si  $L_{\text{aimant}} > 2 \mu\text{m}$

Les dimensions de la ligne sont données au Tableau 2.1-1, et les valeurs des champs magnétiques générés sont montrées à la Figure 2.1-11 : le champ minimal dans l'aimant est bien supérieur ( $\sim 900$  Oe) à celui requis par le cahier des charges ( $\sim 100$  Oe). Cette marge permet de tenir compte de la variation de la densité de courant maximale en fonction des métaux (la ligne H étant réalisée en AlCu et non en or). La Figure 2.1-12 montre le niveau métallique (niveau 1) du masque avec les lignes H (génération du champ magnétique de retournement) et T (échauffement de l'aimant au-dessus de sa température de blocage). Les lignes T étant perpendiculaires à la direction de l'aimantation qui nous intéresse, le champ magnétique qu'elles génèrent dans cette direction est nul (voir les formules de la section 2.1.2.1).

**Tableau 2.1-1 – dimensionnement de la ligne H.**

	Petit motif ( $L_{\text{aimant}} \leq 2 \mu\text{m}$ )	Grand motif ( $L_{\text{aimant}} > 2 \mu\text{m}$ )
Largeur de l'aimant [ $\mu\text{m}$ ]	2,75	2,75
Longueur de l'aimant [ $\mu\text{m}$ ]	2	9,73
Largeur de la ligne H [ $\mu\text{m}$ ]	5	11,73
Longueur de la ligne H [ $\mu\text{m}$ ]	78	78
Épaisseur de la ligne H [ $\mu\text{m}$ ]	2	2
$H_y$ minimale [Oe]	877	890

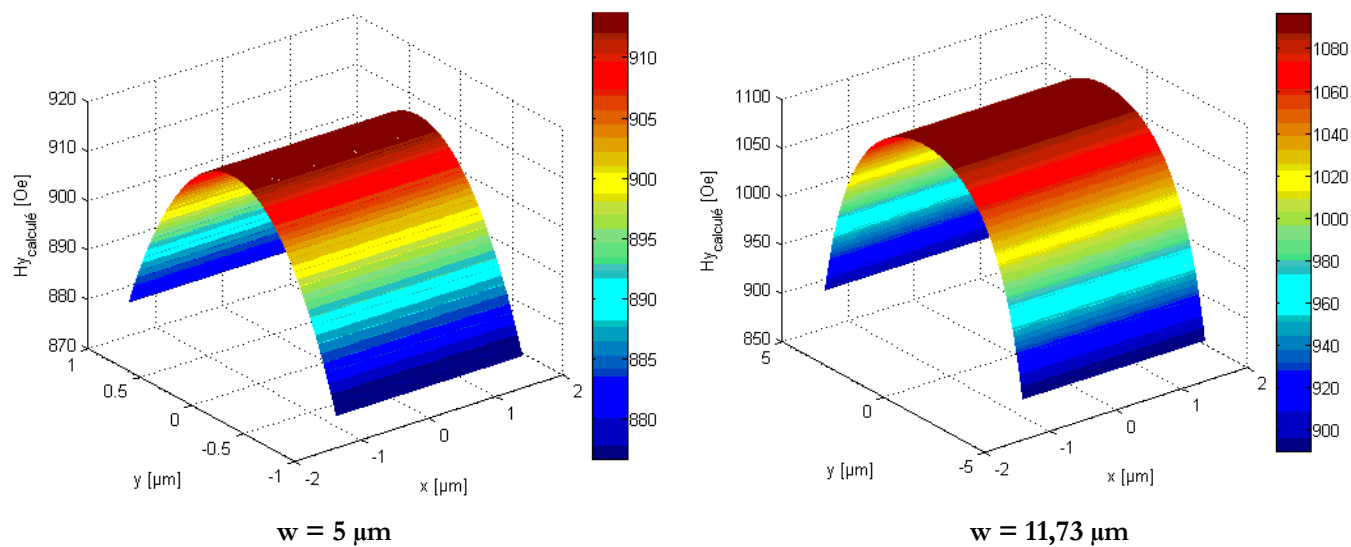


Figure 2.1-11 – Comportement de la composante  $H_y$  générée par une ligne de courant dans l'aimant (en fonction des dimensions données au Tableau 2.1-1).

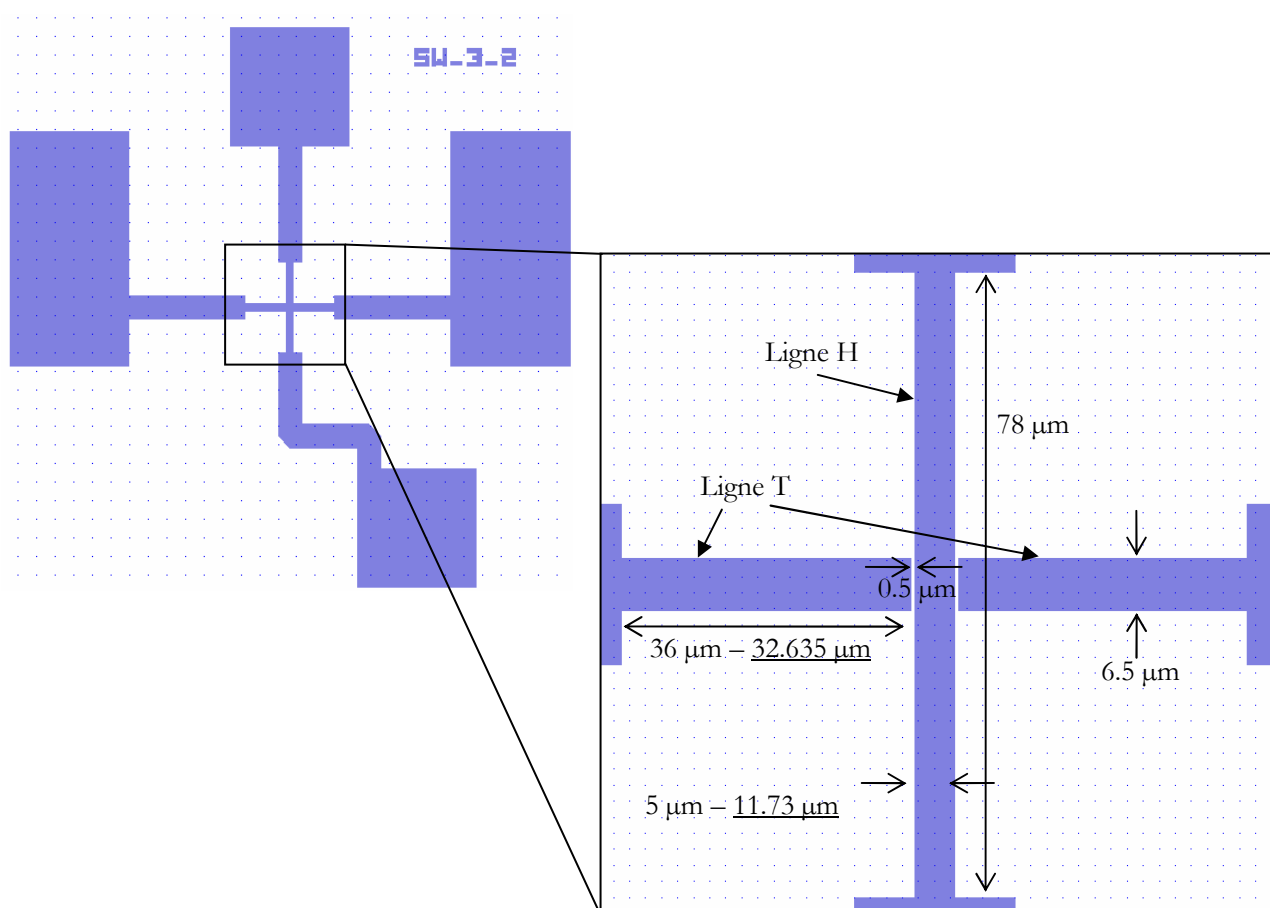


Figure 2.1-12 – Niveau 1 du masque (niveau métallique) avec les lignes de courant H (dimensionnée dans cette section) et T (dimensionnée dans la section 2.2.4).

### 2.1.3. Pertinence de l'utilisation des couches AF/FM

#### 2.1.3.1. Comparaison matière aimantée et courant

Les modèles de calcul de champs générés dans l'espace par un aimant et par un conducteur présentés dans les sections précédentes nous permettent de revenir sur la pertinence de l'utilisation des couches AF/FM. Nous considérons le cas d'un nano-résonateur (présenté à la section 2.3). Dans ce cas, nous sommes intéressés par la composante du champ orthogonale à la direction du courant qui circule dans le système mécanique, soit la composante  $B_y$  (voir le référentiel de la Figure 2.1-13). La poutre que l'on veut mettre en mouvement fait 200 nm de large pour 1  $\mu\text{m}$  de long et 30 nm d'épaisseur. Elle se situe à 50 nm au-dessus de l'aimant (ou du fil). Nous regardons le champ magnétique en haut de la poutre généré par :

- Un aimant de dimension latérale 1  $\mu\text{m}$  x 5  $\mu\text{m}$ , d'épaisseur 50 nm et d'aimantation 2,4 T suivant l'axe  $y$  : Figure 2.1-14 – A ;
- Un fil de section 1  $\mu\text{m}$  x 50 nm et de longueur 5  $\mu\text{m}$ , parcouru par un courant  $i$  suivant l'axe  $x$  (la densité de courant est  $10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>) : Figure 2.1-14 – B.

Le champ  $B_y$  moyen est de l'ordre de 70 mT pour l'aimant, tandis qu'il est de 2,6 mT pour le courant. Le champ magnétique généré par l'aimant est donc plus de vingt fois supérieur à celui généré par la ligne de courant. La force de Laplace étant proportionnelle au champ magnétique (voir section 2.3.2), le déplacement est donc 20 fois supérieur lorsqu'on utilise ce type d'aimant plutôt qu'un fil. Nonobstant l'économie d'énergie que permet l'utilisation d'un aimant permanent, si nous raisonnons uniquement sur les valeurs du champ généré pour un même volume par l'un et l'autre système, force est de constater que l'utilisation de couches AF/FM est beaucoup plus avantageuse. De plus, c'est à notre connaissance la seule solution compatible avec une réduction des dimensions jusqu'aux véritables échelles nanométriques, ce à quoi les aimants traditionnels (SmCo, FeNdB) ne peuvent prétendre.

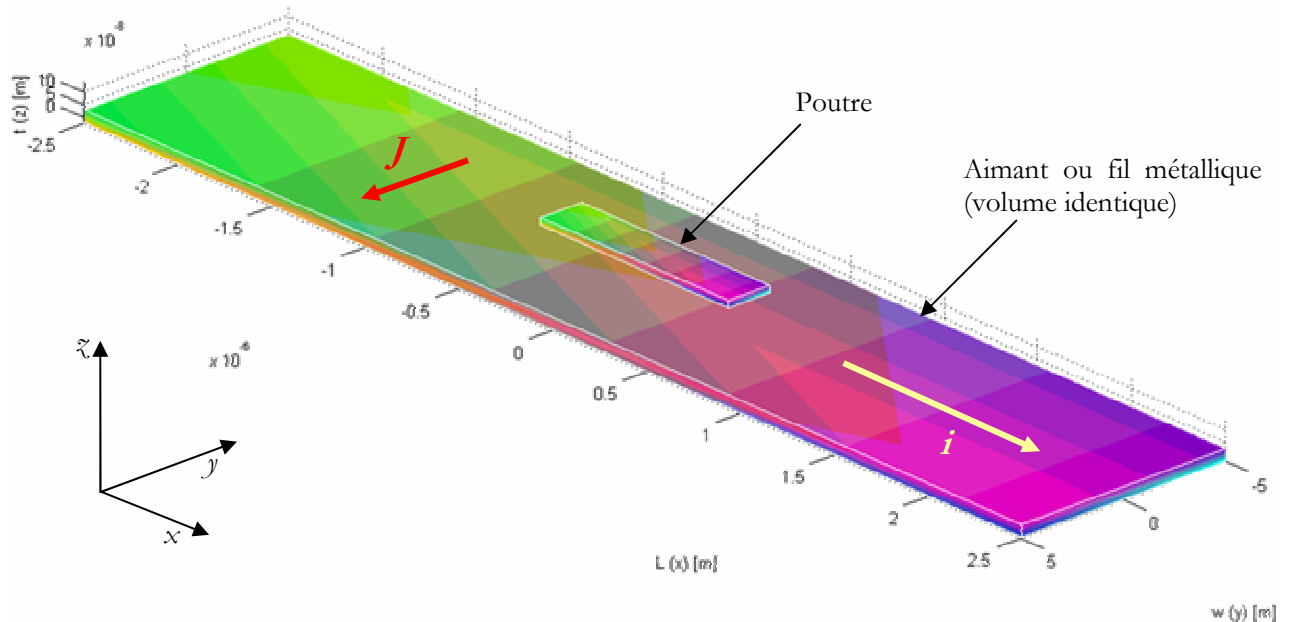


Figure 2.1-13 – Système étudié : le champ tracé à la Figure 2.1-14 est observé en haut de la poutre, à une altitude de 80 nm.



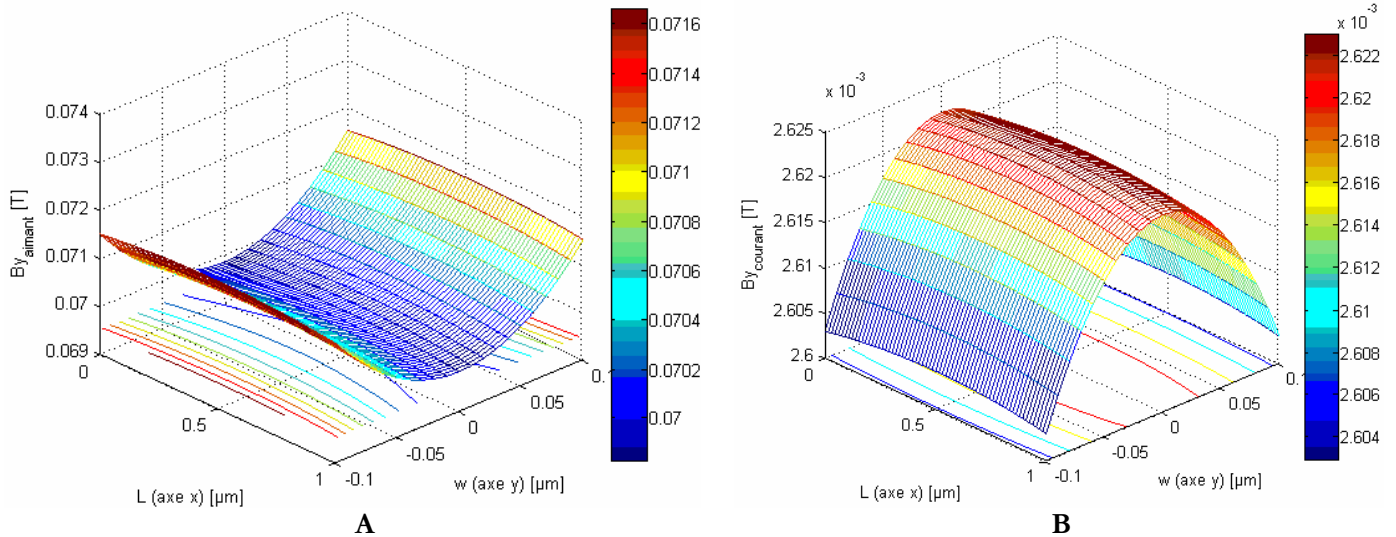
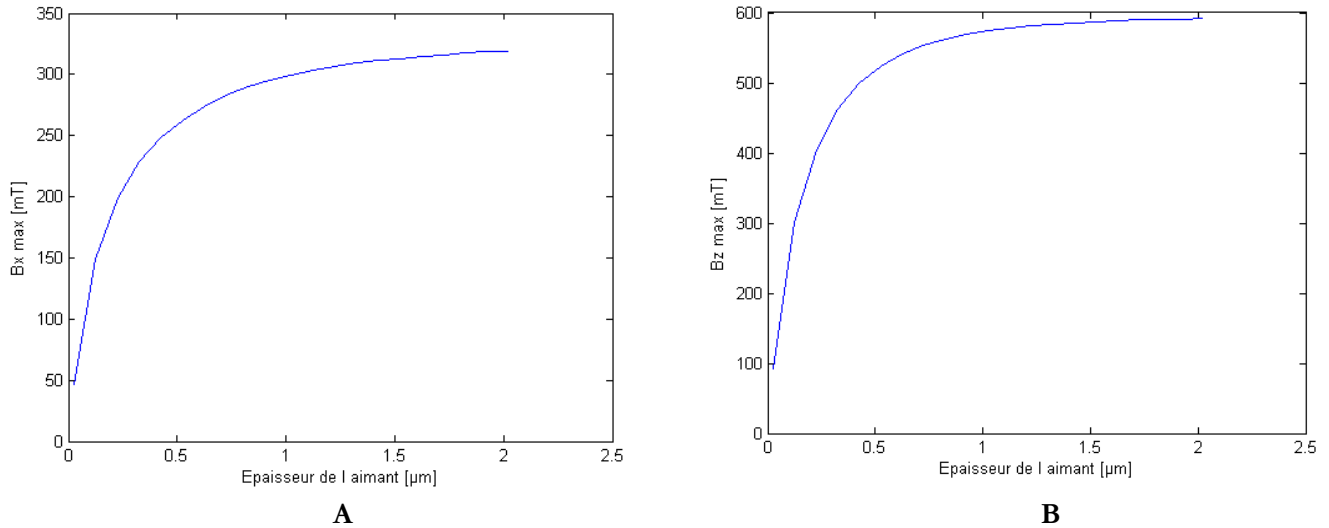


Figure 2.1-14 – Comparaison des champs magnétiques générés par le concept d'aimant AF/FM (A) et par conducteur de même volume (B) (d'après la modélisation analytique).

### 2.1.3.2. Magnétisme en couches minces : effet de forme et tendances générales

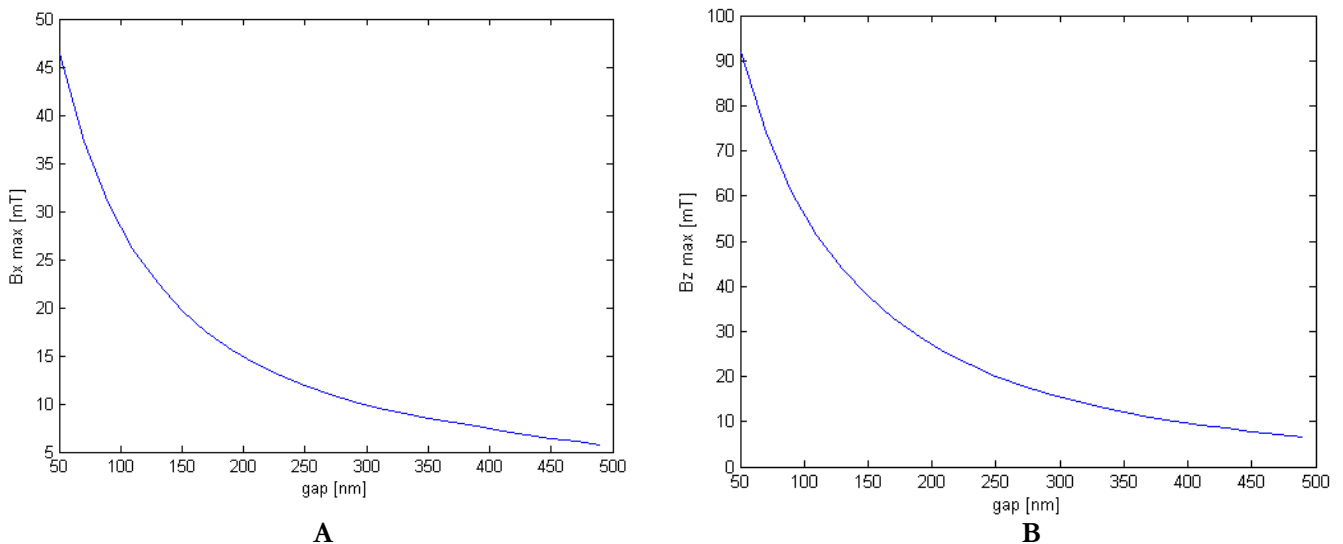
La caractéristique des couches AF/FM/AF que nous utilisons par rapport à un aimant classique est qu'elles sont très fines par rapport à leurs dimensions latérales. Typiquement, pour une épaisseur de FeCo de 25 nm, nous avons des dimensions latérales de  $0,5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$  à  $19 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ , soit 20 à 1000 fois supérieures.

Ce facteur de forme a un effet important sur les valeurs du champ magnétique, comme le montre la Figure 2.1-15, sur laquelle est tracée l'évolution des valeurs maximales de  $B_x$  et  $B_z$  en fonction de l'épaisseur d'un aimant de dimensions latérales  $0,5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$  (nous nous plaçons à une distance de 80 nm de l'aimant (dont les 30 nm dus à la couche AF et au capping métallique, dont nous tenons également compte à la Figure 2.1-16)). Ces valeurs maximales décroissent d'autant plus vite que l'épaisseur de l'aimant devient faible. Malgré une aimantation à saturation importante (2,4 T pour le FeCo), le champ magnétique maximal est limité à des valeurs de 46 mT et 92 mT pour  $B_x$  et  $B_z$  respectivement, alors que les valeurs pour une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  sont, toujours respectivement, de 319 mT et 592 mT. Ceci est une limitation de l'utilisation des couches AF/FM/AF, mais nous verrons dans le dimensionnement des structures mécaniques dans les sections 2.2.6 et 2.3.5 qu'elle ne gêne pas le bon fonctionnement des dispositifs. Notons que pour des raisons de symétrie, le champ  $B_y$  est négligeable par rapport au champ  $B_x$  et  $B_z$ .



**Figure 2.1-15 – Variation des champs  $B_x$  (A) et  $B_z$  (B) en fonction de l'épaisseur de l'aimant (pour un aimant de  $0,5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$  aimanté dans le sens de la longueur, à une altitude de  $80 \text{ nm}$ ).**

La notion d'altitude par rapport à l'aimant est également importante pour l'utilisation que nous voulons en faire, car le gap entre l'aimant et la structure mécanique est un paramètre essentiel dans les nanosystèmes : en effet, il conditionne la déformation à appliquer à la poutre dans le cas du nano-commutateur (celle-ci doit être suffisamment défléchie pour faire contact avec le substrat) ainsi que les procédés technologiques utilisés pour la fabrication (plus le gap est petit, plus il est difficile de libérer la structure, comme nous le verrons à la section 4.2.2.4). La décroissance du champ magnétique en fonction du gap (ici les valeurs maximales atteintes par  $B_x$  et  $B_z$  pour un aimant de dimension  $0,5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $25 \text{ nm}$ ) est illustrée à la Figure 2.1-16 : le champ  $B_x$  maximal passe de  $46 \text{ mT}$  pour un gap de  $50 \text{ nm}$  ( $92 \text{ mT}$  pour  $B_z$ ) à  $5,7 \text{ mT}$  pour un gap de  $500 \text{ nm}$  ( $6,7 \text{ mT}$  pour  $B_z$ ). Le champ diminue très vite lorsqu'on s'éloigne : par exemple, pour  $B_z$ , il a déjà perdu plus de la moitié de sa valeur lorsque le gap vaut  $130 \text{ nm}$ . Malheureusement, comme le laissaient supposer les équations présentées à la section 2.1.1.1, il est difficile d'établir une loi simple de décroissance.



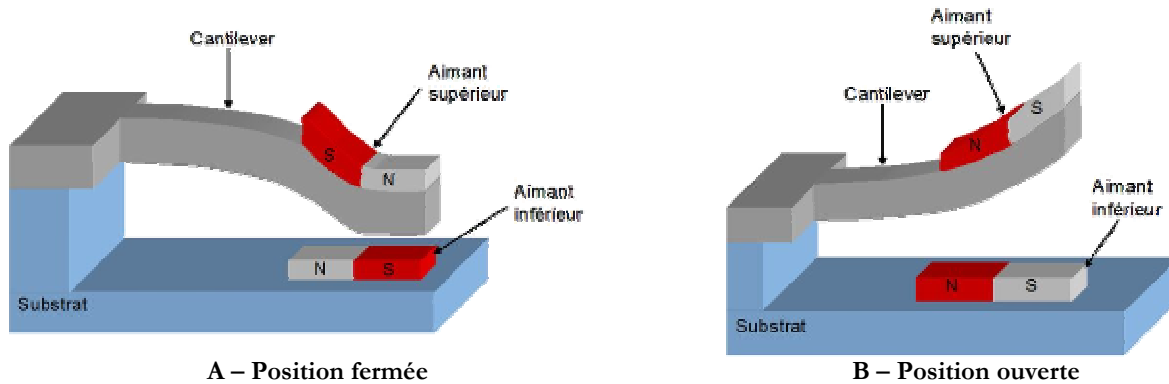
**Figure 2.1-16 – Variation des champs  $B_x$  (A) et  $B_z$  (B) en fonction de l'altitude au-dessus de l'aimant.**

## 2.2. Actionnement par force magnétique dipolaire

### 2.2.1. Introduction

Comme nous l'avons expliqué brièvement à la section 1.6 du premier Chapitre, les empilements magnétiques présentés à la section 1.5 peuvent être utilisés pour réaliser un nano-commutateur bistable. Il existe plusieurs configurations de commutateurs utilisant des multicouches aimantées dans le plan ou hors plan (voir la section 2.2.2), mais dans tous les cas, la bistabilité est obtenue grâce au retournement de l'aimantation dans un empilement AF/FM : lorsque deux aimants superposés ont une aimantation inverse, ils s'attirent (Figure 1.6-1 – A) tandis qu'ils se repoussent lorsque leur aimantation est dans le même sens (Figure 1.6-1 – B). Nous détaillons dans cette section la configuration retenue pour la réalisation du nano-commutateur, qui est schématisée à la Figure 2.2-2 : la structure mobile du commutateur est une poutre encastrée-libre (*i.e.* un cantilever), sur laquelle repose un aimant. Cet aimant utilise des matériaux AF à haute température de blocage (e.g. 400°C), de façon à conserver constamment le sens de son aimantation. Un deuxième aimant se trouve en dessous du cantilever, intégré au substrat. Les couches AF de celui-ci ont *a contrario* une température de blocage assez faible (par exemple 170°C) de façon à ce qu'un système électro-thermique puisse facilement retourner son aimantation. Ce système électro-thermique se compose d'une thermistance et de sa ligne électrique associée (que nous appelons « ligne T ») ainsi que d'une ligne qui génère un champ magnétique (dite « ligne H », voir son dimensionnement section 2.1.2.3).

Nous présentons dans cette section tout d'abord la modélisation de la déformation mécanique du nano-commutateur, qui utilise la force dipolaire entre les deux aimants (2.2.3). Nous montrons ensuite comment nous avons dimensionné la partie thermique du système de commutation (2.2.4) puis nous terminons par le dimensionnement de la configuration retenue (2.2.6).



A – Position fermée

B – Position ouverte

Figure 2.2-1 – Deux positions stables du nano-commutateur.

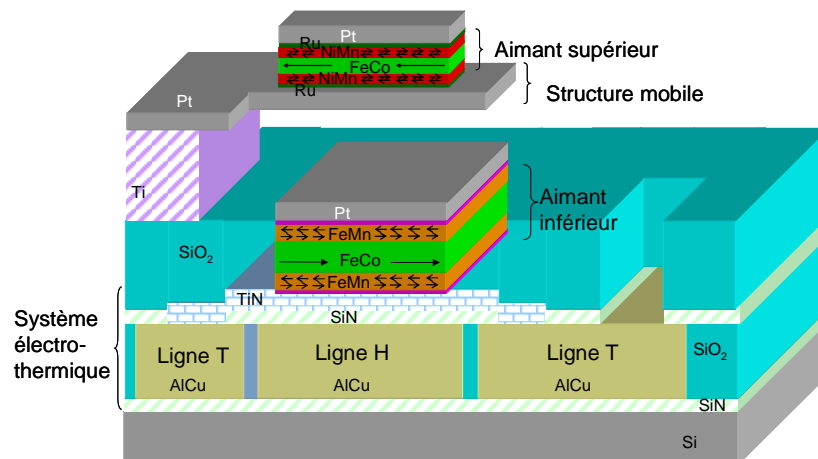


Figure 2.2-2 – Schéma du nano-commutateur.

### 2.2.2. Configurations possibles

Les nano-aimants formés par les empilements AF/FM/AF peuvent être utilisés dans diverses configurations, qui toutes assurent au nano-commutateur la bistabilité. Il y a deux familles de configurations, qui diffèrent par leurs principes de fonctionnement :

- La première correspond à celle dont nous allons présenter la modélisation : l'interaction entre deux nano-aimants crée une force attractive ou répulsive, en fonction du sens d'aimantation respectif des nano-aimants, ce qui actionne le système (Figure 2.2-4).
- La deuxième famille s'inspire des micro-commutateurs à actionnement par alignement du moment magnétique que nous avons présentés à la section 1.2.2. La poutre est en matériau magnétique doux et deux nano-aimants sont intégrés au substrat. L'un d'eux, dont on peut retourner l'aimantation, fait office de nano-bobine (Figure 2.2-3).

Ces familles peuvent se décliner en plusieurs variantes, en fonction :

- du nombre d'aimants : en effet, le fait de mettre côte à côte plusieurs aimants permet d'augmenter l'amplitude du champ magnétique (Figure 2.2-4 – E et Figure 2.2-3 – C) ;
- du choix de l'aimant dont on retourne le champ : on peut aussi bien retourner l'aimantation d'un aimant magnétisé dans le plan ou hors plan (Figure 2.2-4 – A ou B) ;
- de la forme de la partie mobile : plaque rigide liée à un bras de torsion (Figure 2.2-4 – D et E), poutre encastree-encastree etc ;
- du type de mouvement que l'on veut effectuer : hors plan (Figure 2.2-4 – A et Figure 2.2-3 – A) ou dans le plan (Figure 2.2-4 – C et Figure 2.2-3 – B).

Nous avons choisi de nous focaliser sur une seule des configurations présentées ici, celle qui implique deux empilements aimantés dans le plan, dont l'un repose sur un cantilever (Figure 2.2-4 – A).

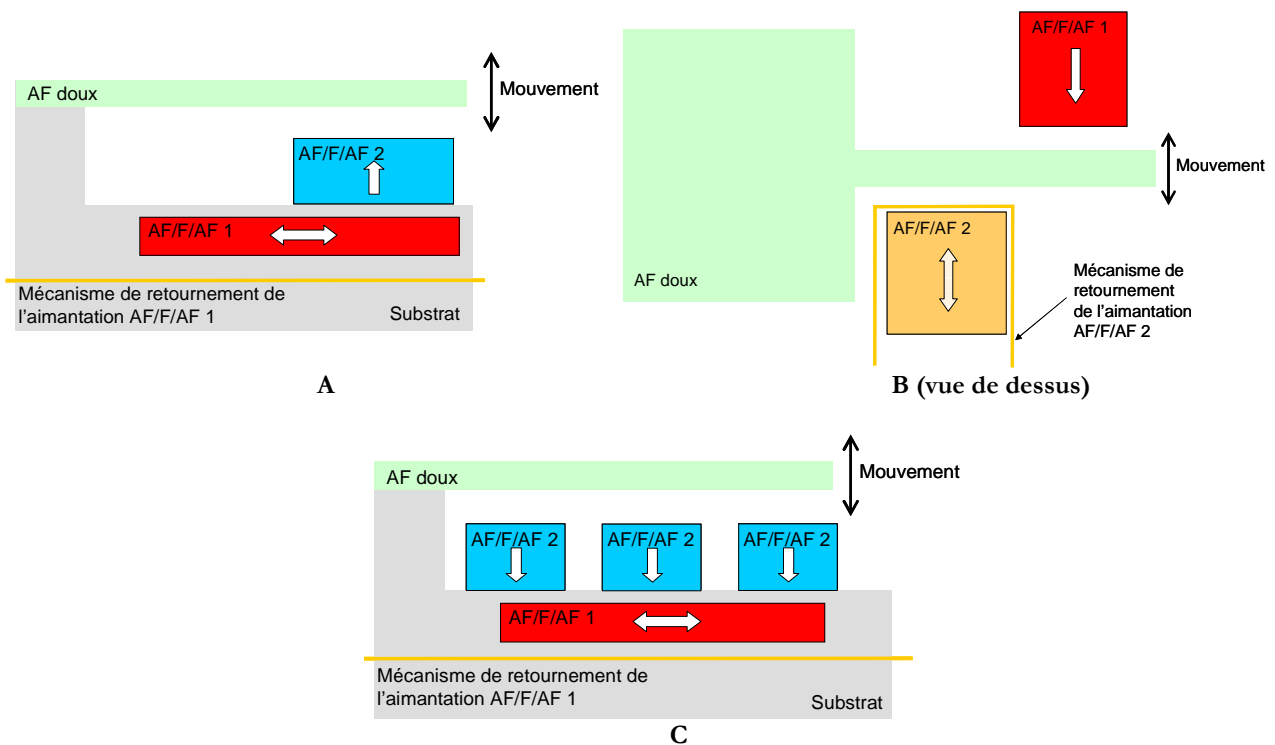


Figure 2.2-3 – Nano-commutateur à actionnement magnétique utilisant des couches AF/FM/AF associées à un matériau magnétique doux.

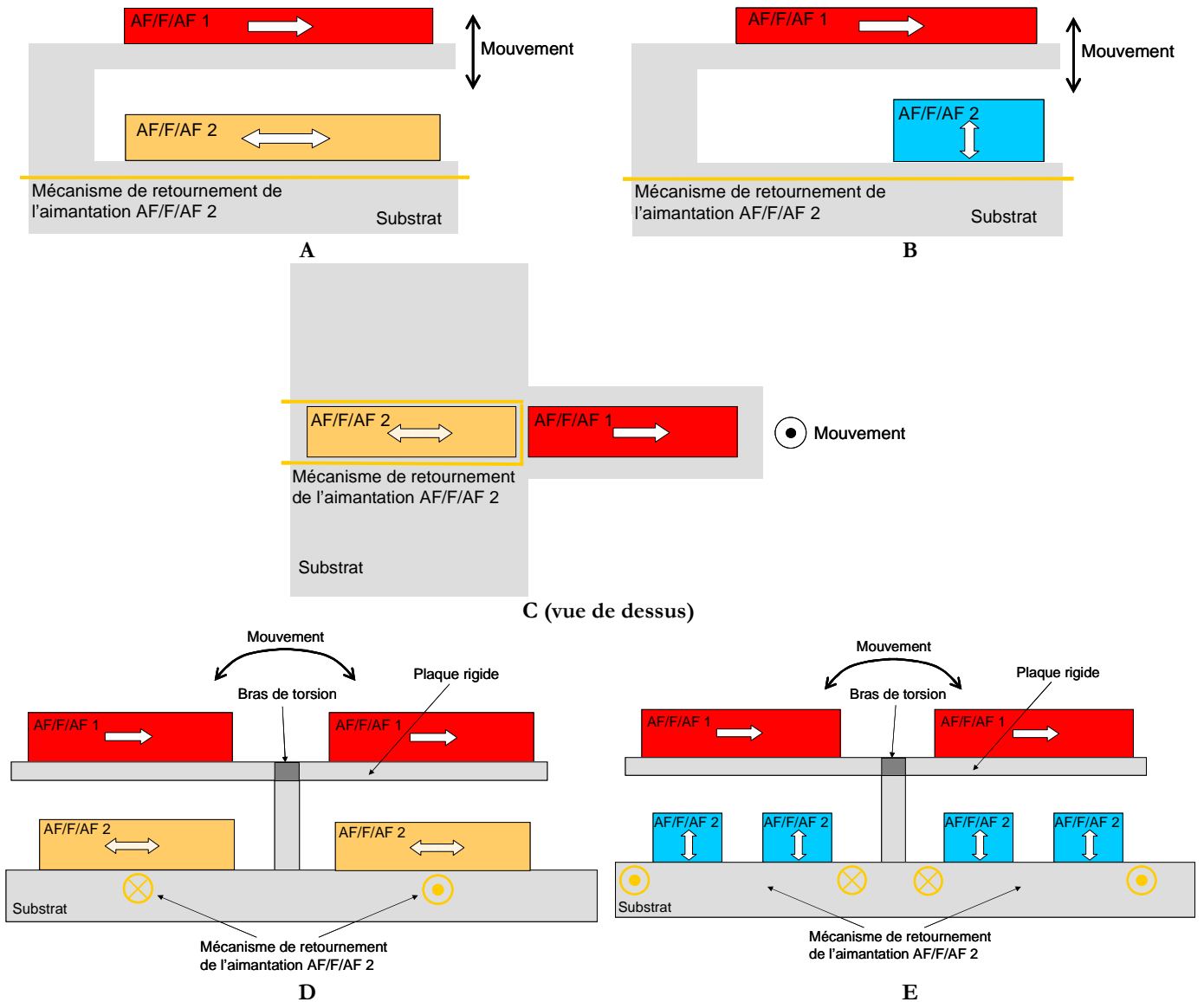


Figure 2.2-4– Nano-commutateur à actionnement magnétique utilisant uniquement des couches AF/FM.

### 2.2.3. Simulation mécanique statique

#### 2.2.3.1. Détermination du module d'Young du platine

Le module d'Young est un paramètre essentiel de la modélisation mécanique : celui du platine est de 177 GPa pour le matériau massif [79]. Cependant, nous avons vu que les valeurs des caractéristiques des matériaux en couche mince diffèrent des valeurs massives, ce qui est également le cas du module d'Young, qui tend à diminuer en même temps que son épaisseur. Il nous fallait donc déterminer le module d'Young  $E_{Pt}$  du platine que nous utilisons et qui forme la partie mobile aussi bien du commutateur que du résonateur. Nous avons utilisé la technique de la nano-indentation, qui est adaptée à ce genre de mesure pourvue que certaines précautions, détaillées ci-dessous, soient prises.

Nous avons travaillé sur une couche de platine de 100 nm déposée par évaporation électronique sur une plaque de silicium, avec une couche d'adhésion de 5 nm de titane, que nous négligerons par la suite. Pour que la mesure par nano-indentation soit valide, il faut que la rugosité du film soit inférieure à 1% de l'épaisseur dans la couche (cela permet de réduire l'erreur

sur la profondeur de pénétration et l'aire de contact). Dans notre cas, la rugosité du platine est d'environ 0,8 nm (voir la Figure 3.3-16 p. 116), ce qui est dans les spécifications par rapport à l'épaisseur de notre couche. De plus, il faut que la rugosité de surface soit inférieure à 5% de la profondeur de l'indentation ; nous devons donc regarder les valeurs du module d'Young sur les 16 premiers nanomètres d'indentation maximum. Cette profondeur très faible, que nous avons arrêtée à 10% de l'épaisseur du film, permet également de négliger l'influence du substrat.

La nano-indentation permet d'étudier la déformation d'un matériau lorsqu'on y enfonce une pointe sur laquelle est appliquée une charge de plus en plus importante (les premières manipulations datent du début des années 80 [80] [81]). Des courbes de charges/décharges  $P$  sont tracées en fonction de la profondeur  $h$  de l'indent : le module d'Young est calculé en mesurant la rigidité  $S$  du contact indenteur-surface en début de décharge. Celle-ci est reliée au module d'Young réduit  $E_r$  par la formule :

$$S = \frac{dP}{dh} = E_r \frac{2\sqrt{A}}{\sqrt{\pi}}$$

où  $A$  correspond à l'aire projetée du contact.

Le module d'Young du matériau testé  $E_{Pt}$  est ensuite calculé par :

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1-\nu_{Pt}^2}{E_{Pt}} + \frac{1-\nu_{indent}^2}{E_{indent}}$$

où  $\nu_{Pt}$  est le coefficient de Poisson du matériaux testé (pour le platine, nous le prenons égal à 0,4) et  $E_{indent}$  et  $\nu_{indent}$  correspondent respectivement au module d'Young et au coefficient de Poisson de l'indenteur et valent 1141 GPa et 0,07 dans notre cas.

L'indenteur que nous avons utilisé est un Nanoindenteur XP MTS System Corporation. Il permet de faire le calcul du module d'Young automatiquement et de le tracer en fonction de la profondeur d'indentation (voir Figure 2.2-5). Le module d'Young du platine déposé, mesuré à 10% de l'épaisseur du film, est de  $145 \pm 8$  GPa. Cette valeur correspond à ce qui est décrit dans la littérature, notamment par Salvadori et al, qui mesurent le module d'Young en regardant la variation de la fréquence de résonance de cantilevers AFM recouverts d'une couche métallique. Pour une épaisseur de 70 nm de Pt déposé, ils trouvent un module d'Young de  $139,7 \pm 2,7$  GPa [82].

Par la suite, et dans l'ensemble de nos simulations mécaniques, nous supposons que la valeur du module d'Young du platine est égale à 145 GPa, tout en ayant conscience que ce ne peut être qu'une valeur approximative, car mesurée sur une couche de platine de 100 nm déposée par évaporation (à  $0,5 \text{ nm.s}^{-1}$ ) (les couches que nous utilisons pour les dispositifs sont deux fois plus fines et déposées par pulvérisation).

Sur la Figure 2.2-5, nous pouvons remarquer que le module d'Young déterminé pour le silicium dépasse légèrement la valeur de référence ( $\sim 188$  GPa au lieu de 180 GPa). Cela peut être dû à une estimation des coefficients de Poisson erronée (nous avons choisi une valeur de 0,22 pour le silicium et de 0,4 pour le platine, cependant, cette valeur peut évoluer dans le cas d'une couche mince), ou bien au phénomène dit de « pile-up », qui apparaît pour les profondeurs d'indentation importantes (le matériau tend à se déformer pour venir se coller le long de la pointe de l'indenteur). Une autre indentation, sur la même plaque de silicium, sans dépôt de Pt, donne une valeur de 180 GPa. La littérature donne quant à elle des valeurs de module d'Young très disparates pour le silicium : de 162,9 GPa [83] à 188,4 GPa [84] en passant par 172 GPa [85].

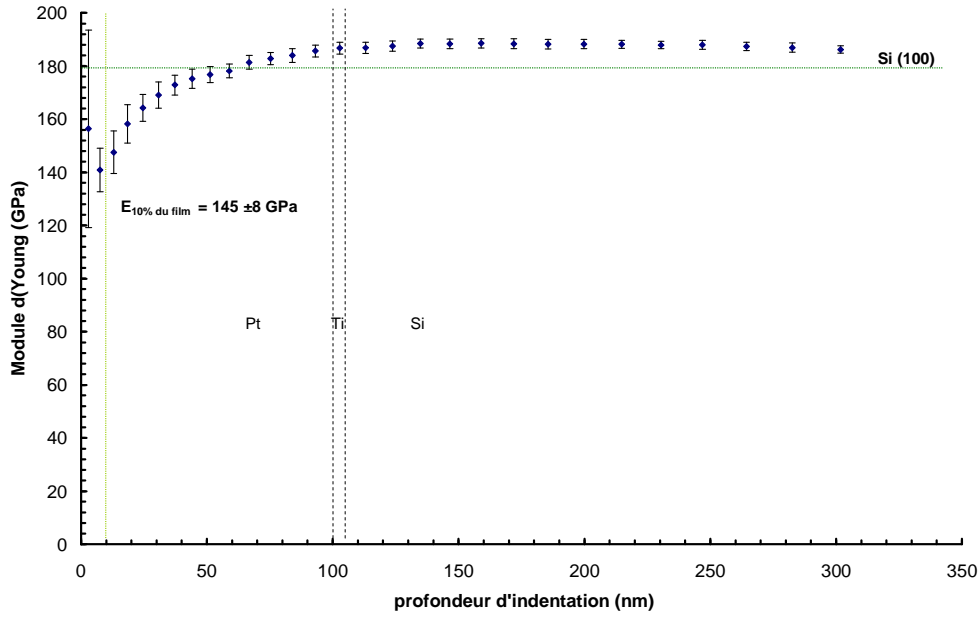


Figure 2.2-5 – Module d'Young d'un dépôt de 100 nm de Pt (+ 5 nm de Ti) sur une plaque de Si.

### 2.2.3.2. Détermination des paramètres géométriques

Les contraintes technologiques que nous présentons à la section 3.2.1.1 font que l'aimant sur la poutre doit avoir une largeur de 250 nm, et la poutre en elle-même une largeur de 500 nm. Comme nous l'expliquons dans l'Annexe 1, la modélisation mécanique peut se faire en raisonnant uniquement sur l'axe neutre de la poutre, qui correspond à la ligne où les contraintes s'annulent [86]. Avant de calculer l'abscisse de celle-ci, nous devons nous ramener à un matériau uniforme sur la section de la poutre, dont le module d'Young correspond à un module de référence, que nous choisissons être celui du platine (Figure 2.2-6). Nous calculons donc les largeurs équivalentes  $w_{eq.}$  de chacune des couches par la formule :

$$w_{eq.} = \frac{E_{Pt}}{E_{matériau}} w_{initiale}$$

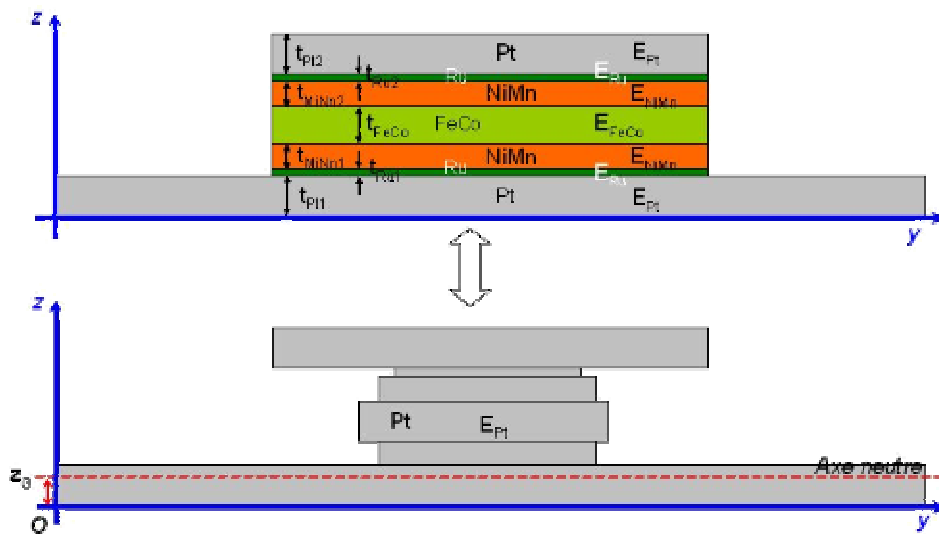


Figure 2.2-6 – Schéma équivalent de la poutre.

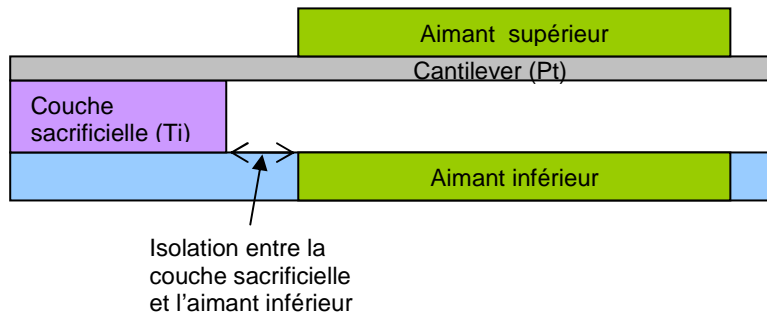
Si l'on part d'un état initial où la poutre n'est pas courbée, la hauteur de l'axe neutre  $z_G$  correspond à son centre géométrique. Cette hauteur se trouve en déterminant celle du barycentre  $G$  de la poutre, c'est-à-dire en résolvant l'équation suivante :

$$S_{Pt1} \vec{GP}_{Pt1} + S_{Ru1} \vec{GP}_{Ru1} + S_{NiMn1} \vec{GP}_{NiMn1} + S_{FeCo} \vec{GP}_{FeCo} + S_{NiMn2} \vec{GP}_{NiMn2} + S_{Ru2} \vec{GP}_{Ru2} + S_{Pt2} \vec{GP}_{Pt2} = \vec{0}$$

où  $S_i$  correspond à la surface de la section  $i$ ,  $P_i$  au barycentre de la couche  $i$ . L'ordonnée de la ligne neutre  $z_G$  s'écrit :

$$z_G = \frac{w_{Pt1} t_{Pt1}^2 / 2 + (t_{Pt1} + t_{Ru1} / 2) w_{eq.Ru1} t_{Ru1} + (t_{Pt1} + t_{Ru1} + t_{NiMn1} / 2) w_{eq.NiMn1} t_{NiMn1} + (t_{Pt1} + t_{Ru1} + t_{NiMn1} + t_{FeCo} / 2) w_{eq.FeCo} t_{FeCo} + (t_{Pt1} + t_{Ru1} + t_{NiMn1} + t_{FeCo} + t_{NiMn2} / 2) w_{eq.NiMn2} t_{NiMn2} + (t_{Pt1} + t_{Ru1} + t_{NiMn1} + t_{FeCo} + t_{NiMn2} + t_{Ru2} / 2) w_{eq.Ru2} t_{Ru2} + (t_{Pt1} + t_{Ru1} + t_{NiMn1} + t_{FeCo} + t_{NiMn2} + t_{Ru2} + t_{Pt2} / 2) w_{eq.Pt2} t_{Pt2}}{w_{Pt1} t_{Pt1} + w_{eq.Ru1} t_{Ru1} + w_{eq.NiMn1} t_{NiMn1} + w_{eq.FeCo} t_{FeCo} + w_{eq.NiMn2} t_{NiMn2} + w_{eq.Ru2} t_{Ru2} + w_{Pt2} t_{Pt2}}$$

Nous trouvons un axe neutre à 71 nm (pour  $t_{Pt1} = t_{Pt2} = 20$  nm). Nous avons remarqué que l'actionnement était le plus efficace lorsque les aimant inférieur et supérieur étaient de même longueur et strictement superposés dans cette longueur (voir la Figure 2.2-7). Or la couche sacrificielle étant métallique, il fallait que l'aimant inférieur soit légèrement décalé par rapport aux encastrements, afin d'éviter que le courant ne passe directement dans celui-ci sans passer dans le cantilever. Cela nous a donc conduit à avoir un aimant reposant sur la poutre légèrement inférieur à la longueur de celle-ci. Il y a donc un décalage de l'axe neutre le long du cantilever, selon que l'on se situe sur la partie avec ou sans l'aimant mobile : pour la partie sans celui-ci, l'axe neutre se situe à 20 nm, ce qui fait une différence de 51 nm pour une épaisseur totale de 170 nm (avec l'aimant mobile), soit de presque 30%. Nous avons fait cependant l'approximation que l'axe neutre de la poutre entière correspond à celui de la poutre avec l'aimant mobile, car celui-ci recouvre plus de la moitié de la longueur de la poutre (voir la section 2.2.6).



**Figure 2.2-7 – Illustration de la nécessité d'isoler la couche sacrificielle et l'aimant inférieur, ce qui conduit à avoir l'aimant supérieur moins long que le cantilever.**

Enfin, le moment quadratique, qui sera également utile pour la modélisation mécanique, se détermine en fonction de l'on se trouve sur une partie de la poutre supportant ou non l'aimant mobile. Dans le premier cas, nous avons :

$$I_{poutre} = \frac{w_{poutre} t_{Pt}^3}{12}$$

et dans le deuxième cas :

$$I_{total} = I_{Pt1} + S_{Pt1} d_{P_{Pt1}G}^2 + I_{Ru1} + S_{eq.Ru1} d_{P_{Ru1}G}^2 + I_{NiMn1} + S_{eq.NiMn1} d_{P_{NiMn1}G}^2 + I_{FeCo} + S_{eq.FeCo} d_{P_{FeCo}G}^2 + I_{NiMn2} + S_{eq.NiMn2} d_{P_{NiMn2}G}^2 + I_{Ru2} + S_{eq.Ru2} d_{P_{Ru2}G}^2 + I_{Pt2} + S_{eq.Pt2} d_{P_{Pt2}G}^2$$

où  $I_i$  correspond au moment d'inertie de la section  $i$ ,  $S_i$  à la surface de la section  $i$ , et  $d_{iG}$  à la distance entre la demi-hauteur de la couche  $i$  et l'axe neutre. Dans notre cas, nous avons  $I_{poutre} = 1,125.10^{-30} \text{ m}^4$  et  $I_{total} = 8,1384.10^{-29} \text{ m}^4$ .



### 2.2.3.3. Détermination du pas de résolution de la simulation

Les équations présentées dans l'Annexe 1 et le paragraphe 2.2.3.4 sont résolues par discrétisation par un programme informatique que nous avons écrit sous Matlab. Cela pose la question de la résolution de la modélisation. En effet, nous travaillons dans un espace discrétisé en  $x$ ,  $y$  et  $z$ , de pas respectif  $l_x$ ,  $l_y$  et  $l_z$  (voir Figure 2.2-8). La Figure 2.2-9 montre l'évolution de la valeur de la hauteur du cantilever en position ouverte en fonction de  $l_x$ . Nous voyons qu'à partir de  $l_x = 25$  nm, nous atteignons une valeur qui ne progresse pas beaucoup lorsqu'on diminue davantage le pas en  $x$ . Nous avons tracé une telle courbe pour chacun des pas, et nous avons conclu qu'une résolution de 25 nm (en  $x$ ) x 15 nm (en  $y$ ) x 4 nm (en  $z$ ) était suffisante pour donner de bons résultats de simulation dans un temps correct.

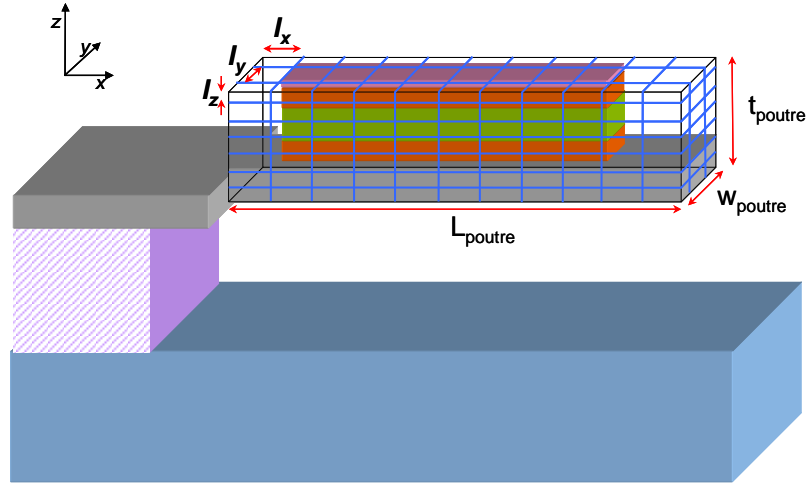


Figure 2.2-8 – Pas de discrétisation  $l_x$ ,  $l_y$  et  $l_z$  sur la poutre.

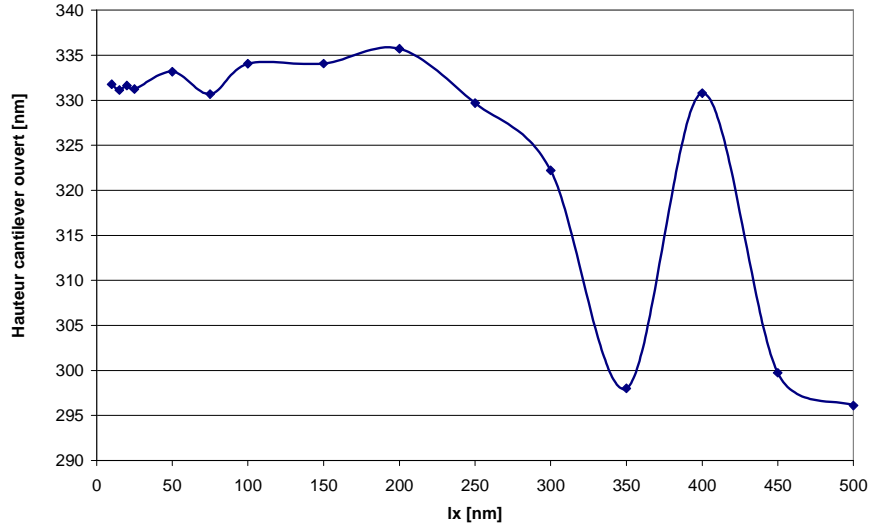


Figure 2.2-9 – Évolution de la valeur de la hauteur du cantilever ouvert en fonction de la résolution en  $x$  (pour  $l_y = 15$  nm et  $l_z = 4$  nm).

### 2.2.3.4. Résolution de l'équation d'Euler

On utilise les relations fondamentales dans l'approche coulombienne, qui expriment qu'un moment magnétique  $\vec{m}$  plongé dans une induction  $\vec{B}$  subit une force  $\vec{F}$  et un couple  $\vec{\Gamma}$  tels que [16] :

$$\vec{F} = (\vec{m} \cdot \text{grad}) \vec{B}$$

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B} + \vec{r} \wedge \vec{F}$$

Dans le cas du nano-commutateur, cela signifie qu'il y a sur la poutre création d'un moment  $\Gamma$  dû à l'alignement du moment magnétique porté par l'aimant mobile avec le champ magnétique de l'aimant intégré au substrat, et qu'il y a apparition d'une force  $F$  due à la non-uniformité du champ magnétique extérieur.

En principe, le calcul de la déformation de la poutre est un problème à 3 dimensions. Les équations ci-dessus correspondent à un torseur des efforts dont les composantes induisent respectivement les mouvements indiqués ci-dessous (ici et par la suite, l'origine des axes est prise comme indiquée sur la Figure 2.2-10).

$$\begin{bmatrix} F_x & \Gamma_x \\ F_y & \Gamma_y \\ F_z & \Gamma_z \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} \text{Compression ou traction} & \text{Torsions} \\ \text{Déflexion en y} & \text{Déflexion en z} \\ \text{Déflexion en z} & \text{Déflexion en y} \end{bmatrix}$$

Dans le cas du nano-commutateur, seule la déflexion en  $z$  nous intéresse. Pour résoudre ce problème, nous utilisons les équations de la résistance des matériaux, ce qui implique certaines hypothèses sur les matériaux (ils sont considérés isotropes, homogènes et continus) et sur les formes (la poutre a une longueur très supérieure à sa largeur et à son épaisseur, sans variation de section brusque (ce qui dans notre cas est une approximation), et une ligne moyenne peut y être définie (l'axe neutre), dont le rayon de courbure est grand par rapport aux dimensions des sections droites). De plus, nous nous plaçons dans le cas des petites déformations, dans l'hypothèse de Navier Bernouilli : les sections droites, planes et perpendiculaires à la ligne moyenne, restent planes et perpendiculaires à la ligne moyenne après déformation [86].

En examinant chacune des composantes du torseur des efforts, nous nous ramenons à un problème à une dimension grâce à une série de simplifications détaillées dans l'Annexe 1. Nous y montrons que nous pouvons calculer le profil de la poutre en flexion en tenant compte uniquement :

- De la force  $F_z$  qui provient de la non uniformité du champ magnétique extérieur :

$$F_z = M_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + M_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + M_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

- Du moment  $\Gamma_y$  dans lequel se trouvent :

- La composante qui vient du produit vectoriel entre le moment magnétique  $m$  de la poutre et l'induction magnétique extérieur  $B$  :

$$\Gamma_{y1} = m_z B_x - m_x B_z$$

- La composante qui vient du moment exercé par  $F_z$

$$\Gamma_{y2} = \sum_{i=1}^{N_x} \int_{z=-t/2}^{z=t/2} \int_{y=-w/2}^{y=w/2} x_i dF_z(x_i) dy dz = \sum_{i=1}^{N_x} x_i \int_{z=-t/2}^{z=t/2} \int_{y=-w/2}^{y=w/2} dF_z(x_i) dy dz = \sum_{i=1}^{N_x} x_i F_z(x_i)$$

où  $N_x$  est le nombre de pas  $l_x$  le long de la poutre

La déflexion se calcule en suivant les étapes ci-dessous, que nous détaillons par la suite :

1. Calcul de la force de réaction  $R_z$  et du moment  $\Gamma_{y \text{ reaction}}$  au niveau de l'encastrement grâce aux lois de la statique ;
2. Calcul de l'effort tranchant  $V_{tranchant}$  et du moment fléchissant  $\Gamma_{fléchissant}$  dans la section située à gauche de l'ordonnée, la partie de droite étant retirée ;
3. Calcul de la déflexion engendrée par le moment fléchissant avec l'équation d'Euler ;
4. Calcul de la déflexion engendrée par l'effort tranchant ;
5. Somme de ces deux déflexions (principe de superposition).

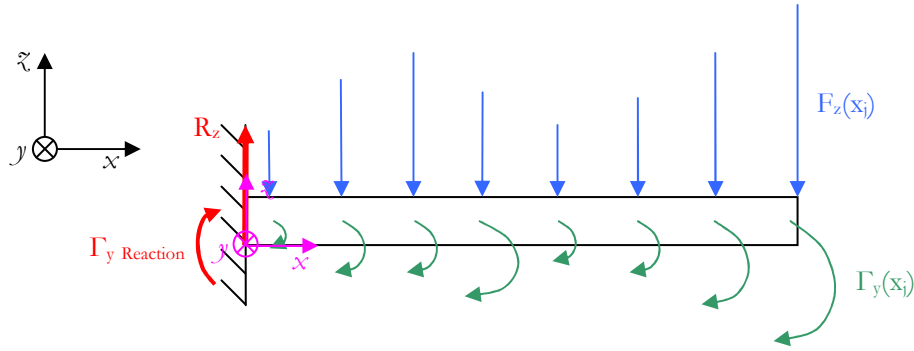


Figure 2.2-10 – Schéma mécanique de la poutre avec les forces et les moments qui s'y exercent et qui contribuent à la déflexion de la poutre.

1. **Calcul de la force de réaction  $R_z$  et le moment  $\Gamma_{y\text{Reaction}}$  au niveau de l'encastrement** : les lois de la statique permettent d'écrire :

$$\begin{cases} \sum F_z = 0 \\ \sum \vec{\Gamma} = \vec{0} \end{cases}$$

En  $x = 0$  nous avons donc :

$$R_z = -\sum_{i=1}^{N_x} F_z(x_i)$$

pour la force de réaction et pour le moment fléchissant :

$$\Gamma_{y\text{Reaction}} = -\sum_{i=1}^{N_x} \Gamma_{y1}(x_i) - \sum_{i=1}^{N_x} x_i \cdot F_z(x_i)$$

2. **Calcul de l'effort tranchant  $V_{tranchant}$  et du moment fléchissant  $\Gamma_{fléchissant}$  dans la section située à gauche de l'ordonnée, la partie de droite étant retirée** : nous travaillons sur la partie de gauche car nous n'avons les conditions aux limites initiales qu'au niveau de l'encastrement (Figure 2.2-11).

$$V_{tranchant}(x_j) = R_z + \sum_{i=1}^j F_z(x_i)$$

$$\Gamma_{fléchissant}(x_j) = \Gamma_{y\text{Reaction}} + \sum_{i=1}^j (x_j - x_i) F_z(x_i) + \sum_{i=1}^j \Gamma_y(x_i) + x_j R_z$$

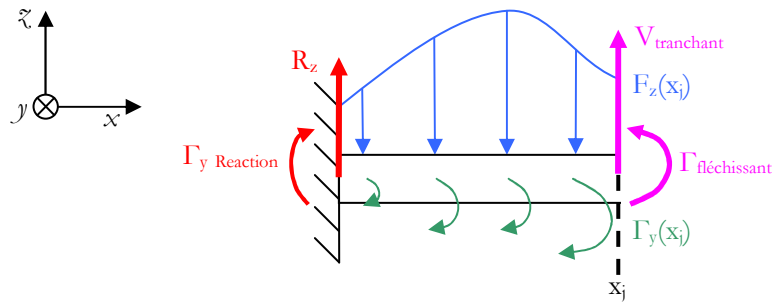


Figure 2.2-11 – Schéma pour le calcul de l'effort tranchant et du moment fléchissant.

3. **Le calcul du moment fléchissant permet d'utiliser l'équation d'Euler** avec les conditions aux limites appropriées (cette équation est valide, car l'angle maximal de déflexion est très petit (pour une longueur de poutre de  $5 \mu\text{m}$  et un gap de  $50 \text{ nm}$ , il est de  $0,57^\circ$ )):

$$EI \frac{d^2 z}{dx^2} \Big|_{x=x_j} = \Gamma_{\text{fléchissant}}(x_j) \quad (2-1)$$

Tout  $z$  solution pour  $x = x_j$  est donc solution de l'équation suivante :

$$z_j(x) = \frac{\Gamma_j}{2EI} x^2 + b_j x + c_j$$

avec comme conditions aux limites

$$(1) \quad z_j(x_i) = z_{j-1}(x_i) \quad \text{i.e.} \quad \frac{\Gamma_j}{2EI} x_i^2 + b_j x_i + c_j = \frac{\Gamma_{j-1}}{2EI} x_i^2 + b_{j-1} x_i + c_{j-1}$$

$$(2) \quad \left. \frac{dz_j}{dx} \right|_{x=x_i} = \left. \frac{dz_{j-1}}{dx} \right|_{x=x_i} \quad \text{i.e.} \quad \frac{\Gamma_j}{EI} x_i + b_j = \frac{\Gamma_{j-1}}{EI} x_i + b_{j-1}$$

$$\rightarrow b_j = b_{j-1} - \frac{x_i}{EI} (\Gamma_j - \Gamma_{j-1})$$

$$\rightarrow c_j = c_{j-1} - \frac{x_i^2}{2EI} (\Gamma_j - \Gamma_{j-1})$$

avec les conditions à l'encastrement (pour  $j = 1$  et  $x_i = 0$ ) :

$$z_1(0) = 0$$

$$\left. \frac{dz_1}{dx} \right|_0 = 0$$

La déflexion due au moment fléchissant en  $x_j$  s'exprime donc par :

$$z_j(x_i) = \frac{\Gamma_j}{2EI} x_j^2 + b_j x_i + c_j$$

Nous résolvons cette équation pas à pas (sur chaque élément de longueur  $l_\infty$ ) en partant de l'encastrement.

4. **La déflexion due à l'effort tranchant (la flèche) est calculée** en utilisant l'équation suivante [86]:

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\alpha V_{\text{tranchant}}}{wtG}$$

où  $\alpha$  est un facteur numérique égal à 1,5 pour une section rectangulaire,  $wt$  représente la section de la poutre et  $G$  son module de cisaillement ( $G = E/(2(1+\nu))$ ).

$$z_j(x_i) = \frac{\alpha V_{\text{tranchant } j}}{wtG} x_i + c_j \quad (2-2)$$

Les conditions aux limites s'écrivent:

$$z_j(x_i) = z_{j-1}(x_i) \quad \text{i.e.} \quad \frac{\alpha V_{\text{tranchant } j}}{wtG} x_i + c_j = \frac{\alpha V_{\text{tranchant } j-1}}{wtG} x_i + c_{j-1}$$

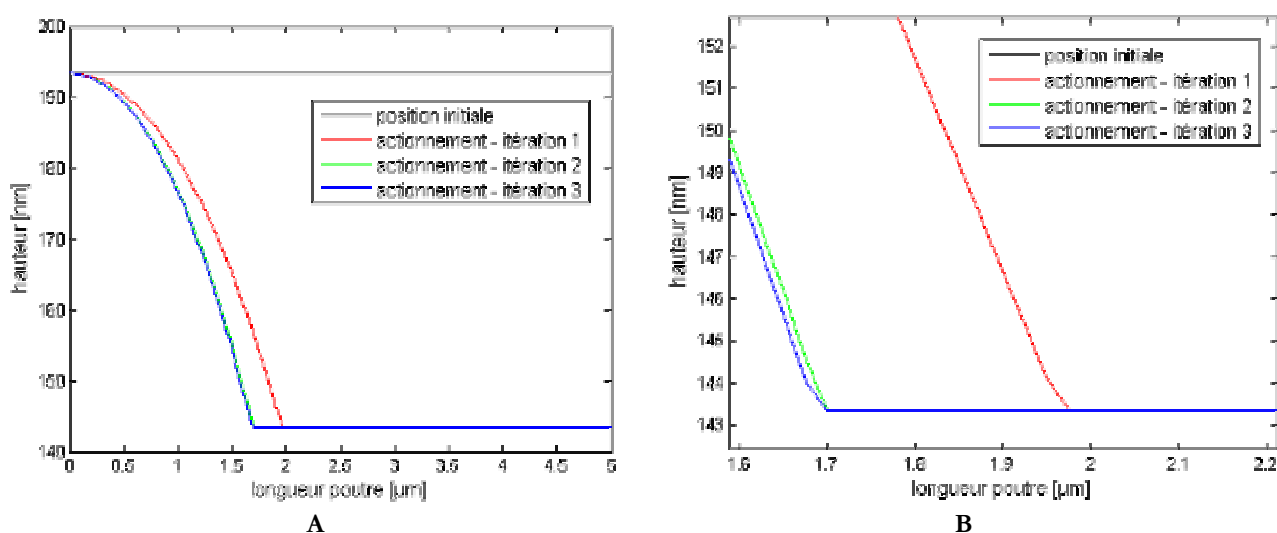
$$\rightarrow c_j = c_{j-1} - \frac{\alpha x_i}{wtG} (V_{\text{tranchant } j} - V_{\text{tranchant } j-1})$$

Nous pouvons donc résoudre l'équation (2-2) pas à pas en prenant comme condition aux limites, à l'encastrement,  $z_1(0) = 0$ .

5. **Le profil total est obtenu en sommant les deux déflexions** (principe de superposition). Pour une poutre de 5  $\mu\text{m}$  de long, la déflexion engendrée par le moment

fléchissant est de 209 nm, tandis que la flèche est de 0,0028 nm. Nous voyons que nous pouvons négliger la déflexion engendrée par l'effort tranchant par rapport à celle engendrée par le moment fléchissant (dans le dimensionnement des structures, nous avons considéré uniquement ce dernier).

Une fois la déflexion calculée, nous avons ajouté au programme de modélisation la condition que le substrat bloque le mouvement de la poutre : si la déflexion engendrée est supérieure au gap, nous la redéfinissons comme étant égale à celui-ci. Comme la valeur de l'induction change en fonction de la distance de la poutre au substrat, il faut plusieurs itérations afin d'arriver à un état d'équilibre comme le montre la Figure 2.2-12. Cependant, le fait que la poutre soit au contact du substrat change les conditions aux limites, et donc le profil de la poutre. Nous n'avons pas tenu compte de ces modifications dans la modélisation, car ce qui nous intéresse, c'est le fait qu'à partir de sa position d'équilibre ouverte (voir ci-dessous), la poutre est attirée au contact du substrat dès la première itération (i.e. que la force magnétique entre les aimants soient suffisamment importante pour assurer la fermeture du nano-commutateur).



**Figure 2.2-12 – Itérations qui conduisent à la position finale de la poutre en position ouverte. A : Profil de la poutre à plat (ligne noire) et itérations jusqu'à sa position d'équilibre fermée. B : zoom de A.**

La commutation se fait par renversement de l'aimantation de la couche AF/FM. Dans ce cas, les deux aimants ont des magnétisations opposées et ils se repoussent (Figure 1.6-1 p. 33). Le calcul de la position ouverte de la poutre s'effectue de la même façon que celle de la position fermée. Il faut plusieurs itérations avant d'arriver à une position d'équilibre, qui est considérée atteinte lorsque la différence entre deux hauteurs du commutateur (prise au bout du cantilever) est inférieure à 0,1 Å (Figure 2.2-13). Le programme vérifie que lorsque le sens de l'aimantation est à nouveau inversé, la force magnétique subie par la poutre dans sa position d'équilibre ouverte est suffisante pour la ramener à sa position d'équilibre fermée.

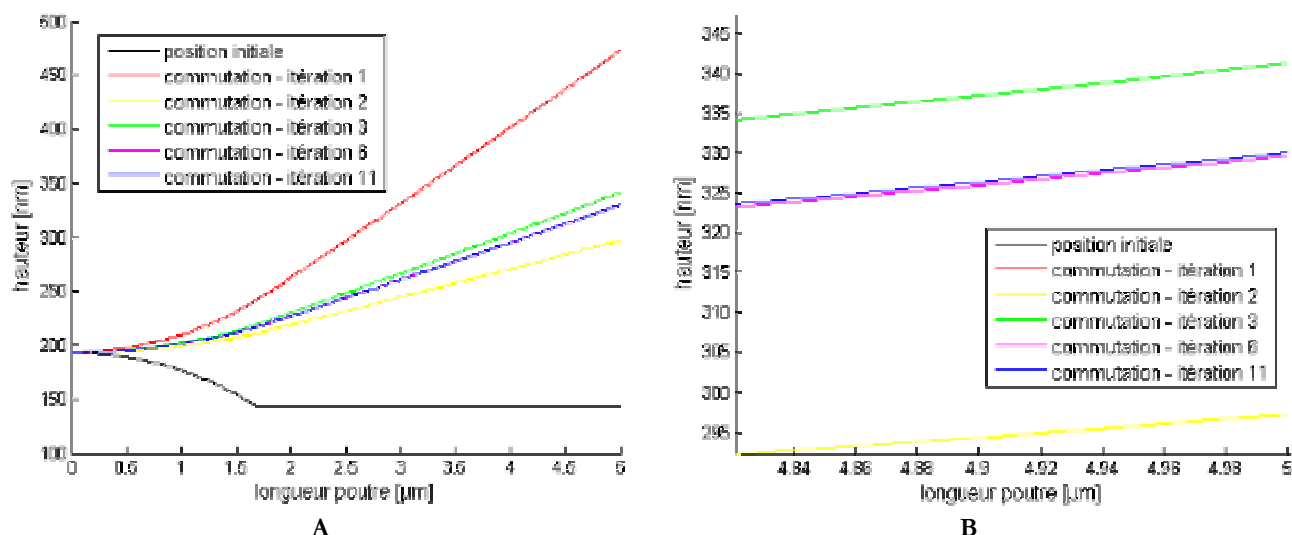


Figure 2.2-13 – Itérations qui conduisent à la position finale de la poutre en position fermée. A : Profil de la poutre fermée (ligne noire) et itérations jusqu'à sa position d'équilibre ouverte. B : Zoom de B.

#### 2.2.4. Modélisation thermique du système de chauffage

Le système de chauffage des couches AF se compose de deux amenées de courant en AlCu (les lignes T) et d'une thermistance en TiN. La Figure 2.2-14 montre ce système, le courant de chauffe et le courant d'aimantation qui sert à imposer le sens du champ magnétique dans l'aimant libéré. Le matériau AF choisi pour le nano-commutateur étant le FeMn, son point de fonctionnement est fixé à 100 Oe (valeur du champ à appliquer pour retourner son aimantation) et 170°C (valeur de la température à atteindre pour que le métal perde ses propriétés antiferromagnétiques) [73]. Le dimensionnement de la ligne H est fait à la section 2.1.2.3. Ici, nous déterminons les paramètres de la thermistance en dessous de façon à atteindre le point de fonctionnement thermique désiré.

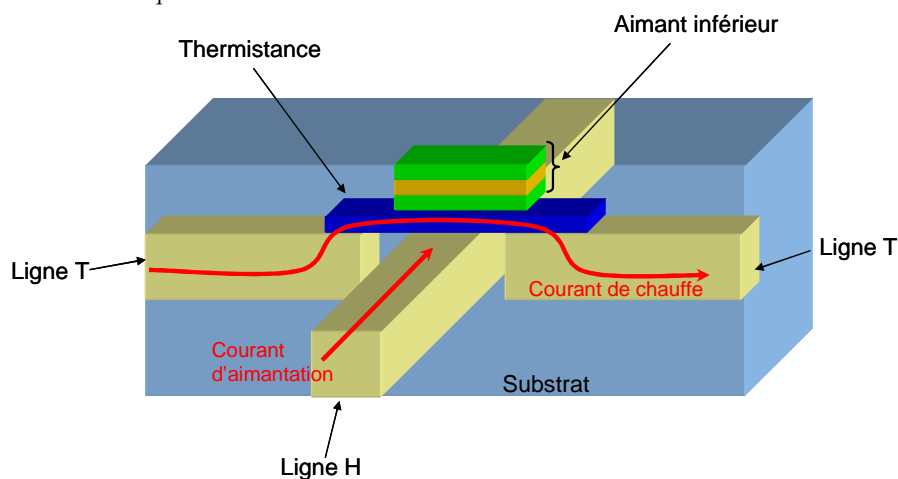


Figure 2.2-14 – Schéma du système de retournement de l'aimantation.

Le cahier des charges que nous cherchons à respecter est le suivant :

- Obtenir une température de 200°C dans l'AF (nous prenons une marge de 30°C par rapport au point de fonctionnement) ;
- Limiter la densité de courant de chauffage à  $10^{11}$  A.m<sup>-2</sup> pour ne pas dépasser la densité de courant de claquage du dessous (nous prenons comme référence celle de l'or, mesurée à la section 3.3.3.2) ;

- Avoir une épaisseur de dessous la plus faible possible (car plus le dessous est épais, plus la ligne H est éloignée du FM, voir la Figure 2.1-10 p. 46) ;
- Avoir un passage de marge correct entre le dessous qui fait contact avec l'AlCu et le dessous qui se trouve sous l'aimant (isolée de la ligne H par 40 nm de SiN) (même si le dépôt est conforme, l'épaisseur déposée sur la marche est toujours moins importante que l'épaisseur nominale).

Les deux dernières spécifications étant en contradiction, il nous faut donc trouver un compromis sur l'épaisseur du TiN.

Afin de dimensionner la thermistance, nous avons utilisé un modèle de conduction de la chaleur en 2D. Lorsque la chaleur se diffuse uniquement le long de l'axe  $x$ , l'équation de la diffusion s'écrit [87] :

$$mc_p \frac{\partial T}{\partial t} - Lwt\sigma_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = P$$

La résolution analytique de cette équation n'étant pas triviale pour un système complexe comme le nôtre (les solutions de l'équation homogène associée font appel à une transformée en série de Fourier), nous avons utilisé le logiciel d'élément finis Comsol afin de la résoudre.

Le Tableau 2.2-1 liste les valeurs des paramètres matériaux que nous avons utilisés pour la simulation électro-thermique ainsi que les dimensions des différentes parties du dispositif, qui sont :

- Les deux segments de la ligne T, en AlCu ;
- La partie du TiN qui fait contact avec l'AlCu et qui se trouve donc 40 nm plus bas que le TiN sous l'aimant (cela correspond à l'épaisseur du SiN qui sert d'isolant) ;
- Le TiN sous l'aimant ;
- L'empilement magnétique lui-même, composé d'un multicouche Ru/FeMn/FeCo/FeMn/Ru/Pt. Nous assimilerons ce multicouche à un seul matériau, dont les caractéristiques physiques sont calculées en fonction des caractéristiques de chacun des composants pondérées par leurs épaisseurs relatives.

Nous avons travaillé avec deux tailles de dispositifs, qui correspondent au plus petit (l'aimant mesurant 2  $\mu\text{m}$ ) et au plus grand (l'aimant mesurant 9,73  $\mu\text{m}$ , nous avons travaillé avec une longueur de 10  $\mu\text{m}$ ).

**Tableau 2.2-1 – Récapitulatif des valeurs matériaux utilisées pour la modélisation de l'écriture.**

Matériau	$L$ [ $\mu\text{m}$ ]	$t$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{elec}$ [ $\text{S.m}^{-1}$ ]	$\sigma_{th}$ [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	$c_{th}$ [ $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	$\rho$ [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]
AlCu (* : valeur de Al)	129	2	$3,39.10^7$	237*	900*	2950
TiN contact	5,25/12*	0,1	$1,32.10^6$	15	784	5050
TiN sous l'aimant	6,5/13*	0,1	$1,32.10^6$	15	784	5050
Empilement magnétique	2/10*	0,105	$1,35.10^7$	90	435	8350

\* Cas du plus petit dispositif / Cas du plus grand dispositif

La température aux limites des deux côtés des lignes d'AlCu est définie comme étant égale à la température ambiante (300 K) car elles sont connectées aux plots électriques qui ont une surface importante ( $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ) et qui sont en contact avec l'atmosphère. Les autres limites avec l'extérieur sont définies comme isolées (aussi bien thermiquement qu'électriquement), car dans l'empilement technologique que nous avons retenu, le système est encapsulé par du  $\text{SiO}_2$  (voir section 3.2.2). Les conditions aux limites électriques extérieures sont  $V_{in}$  et  $V_{out}$  (définies respectivement à 0,12 V et 0 V dans les résultats que nous présentons ici).

La Figure 2.2-15 montre l'évolution de la température finale du système en fonction de l'épaisseur de la couche de TiN pour les deux systèmes modélisés. Nous voyons que la température s'élève davantage dans l'aimant le plus long (car la thermistance en TiN est plus

longue). Si nous voulons obtenir une température de plus de 200°C dans l'AF, il nous faut avoir une épaisseur minimale de TiN de 100 nm. Une telle épaisseur donne une marge de 60 nm par rapport au passage de marche entre l'AlCu et le SiN, ce qui semble technologiquement confortable. Nous choisissons donc de fixer l'épaisseur du TiN à 100 nm.

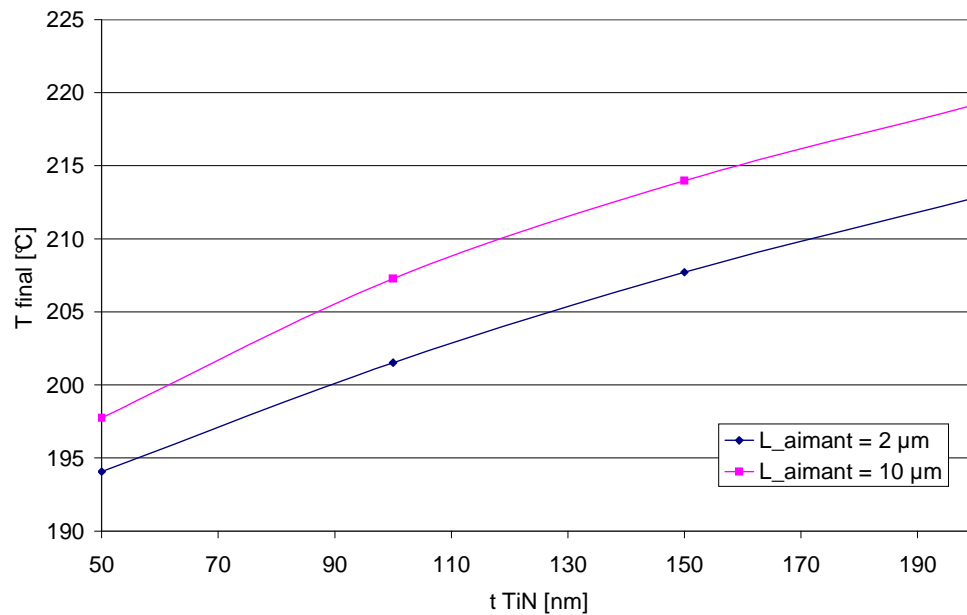


Figure 2.2-15 - Évolution de la température finale du système en fonction de l'épaisseur du TiN ( $V = 0,12$  V).

La Figure 2.2-16 illustre la distribution de température finale de la modélisation pour une tension de 0,12 V appliquée aux bornes du système : la température s'élève principalement dans le TiN, et également dans l'empilement magnétique, ce qui est l'effet recherché. La valeur maximale de la température dans l'empilement magnétique est de 201°C pour une densité de courant de  $7,4 \cdot 10^{10}$  A.m<sup>-2</sup> maximum (que l'on trouve aux interfaces entre les matériaux).

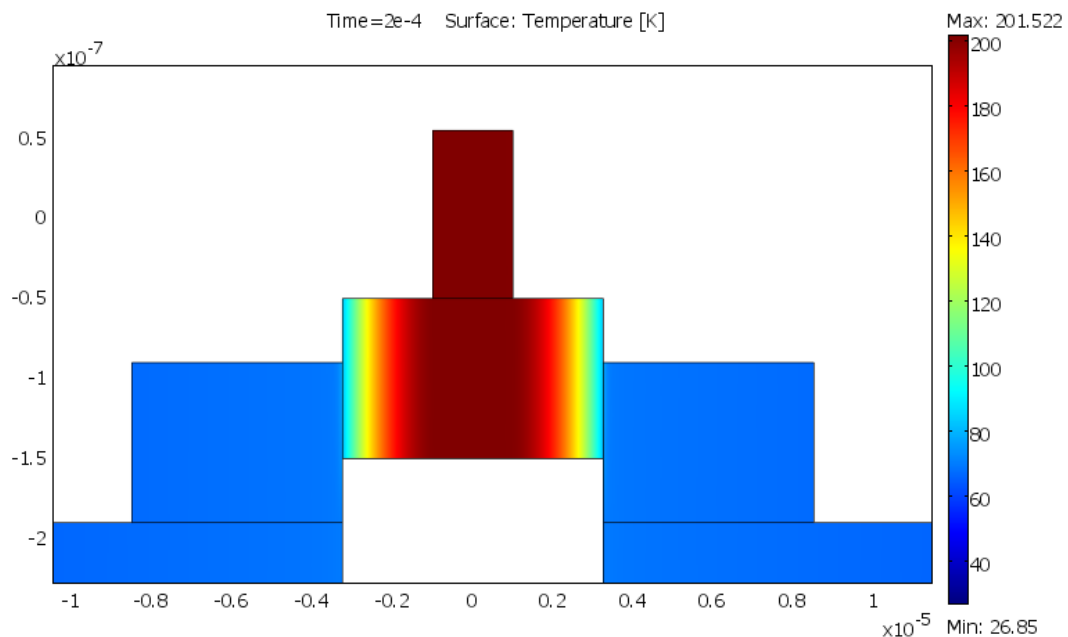


Figure 2.2-16 – Gradient de température dans le dispositif lors de l'écriture ( $L_{\text{aimant}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $t_{\text{TiN}} = 100$  nm,  $V = 0,12$  V).



### 2.2.5. Détermination de l'état du commutateur

Le commutateur bistable, par définition, commute entre un état haut stable (cantilever ouvert) et un état bas également stable (cantilever fermé) (voir le schéma de la Figure 1.6-1 p. 33). La détermination de la position se fait donc habituellement en mesurant la résistance entre le cantilever et une ligne métallique sous la poutre pour un commutateur en série (Figure 2.2-17) ou entre deux lignes métalliques reliées par le commutateur pour une configuration en parallèle (Figure 2.2-18).

Cependant, la réalisation d'une ligne métallique dédiée à la lecture a deux inconvénients : d'une part elle nécessite plus d'étapes technologiques, d'autre part, elle éloigne l'aimant inférieur de l'aimant supérieur, amoindissant ainsi la force magnétique. Nous avons donc décidé de mettre à profit la présence des lignes métalliques du système de retournement de l'aimantation afin de déterminer l'état du commutateur. Cela suppose que notre commutateur est en série, et que le courant de lecture passe dans l'aimant inférieur, la thermistance et ressort dans la ligne T, comme cela est illustré sur la Figure 2.2-19.

Nous devons donc vérifier que le courant de lecture, tout en étant suffisamment important pour détecter la variation de résistance entre l'état haut et l'état bas, soit suffisamment faible pour ne pas chauffer l'AF de l'aimant inférieur au-dessus de sa température de blocage. Pour cela, nous effectuons une modélisation thermique numérique similaire à celle effectuée à la section précédente.

Nous avons développé la problématique du contact électrique dans la section 3.3, mais pour les besoins de cette étude, nous supposons qu'il y a un contact parfait entre la poutre et la platine qui constitue le haut de l'empilement magnétique : tout le courant circulant dans la poutre passe dans l'empilement magnétique. Nous supposons également que le courant, une fois dans le TiN sous l'empilement magnétique, se répartit de manière identique dans les deux lignes T en contact avec le TiN. Nous appliquons donc une différence de potentiel entre le haut de l'empilement magnétique (en platine) et les deux extrémités des lignes d'AlCu. La Figure 2.2-20 montre le gradient de température dans un dispositif dont la longueur de l'aimant est de  $10\ \mu\text{m}$  (nous avons vu précédemment que ce sont les aimants les plus longs qui chauffent le plus de par la longueur du TiN associé). Nous voyons que pour une tension de lecture de 10 mV, l'élévation de température est de  $32^\circ\text{C}$  au maximum, ce qui est largement plus bas que la température de blocage du FeMn ( $170^\circ\text{C}$ ). Pour cette tension de lecture, la densité de courant dans le TiN est de l'ordre de  $1,78 \cdot 10^{10}\ \text{A.m}^{-2}$ , ce qui est également très acceptable.

La stratégie d'utiliser la ligne T en tant que ligne de lecture est donc réalisable avec les dimensions et l'empilement choisis pour la fabrication du nano-commutateur.

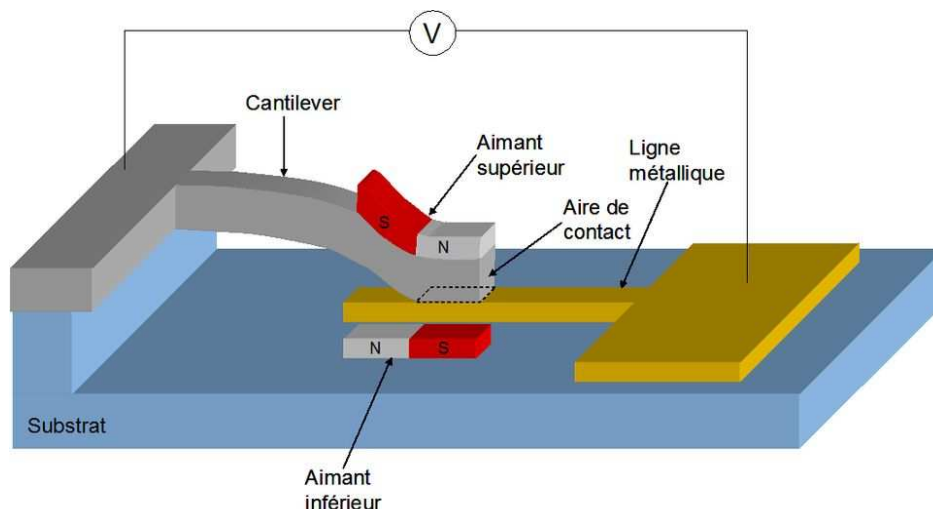


Figure 2.2-17 – Lecture possible de l'état d'un commutateur en série.

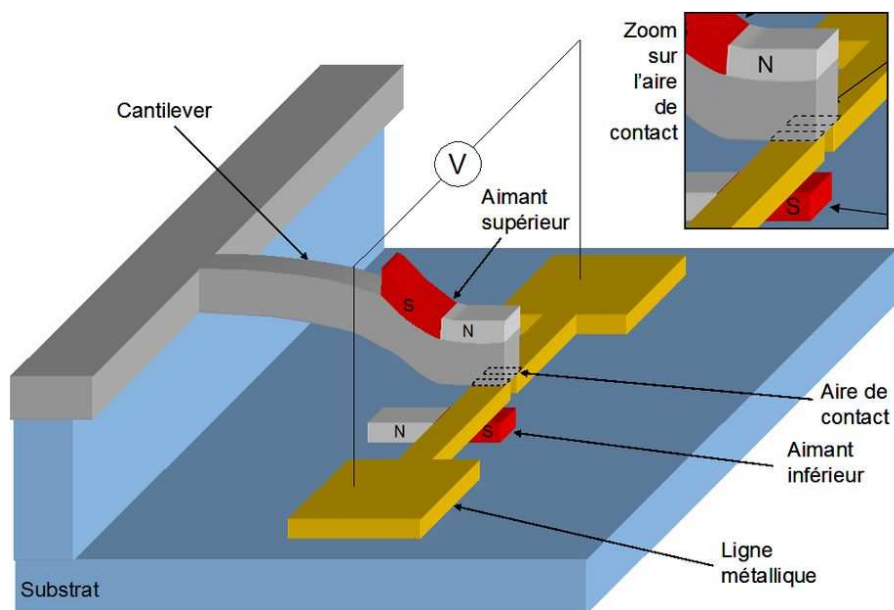


Figure 2.2-18 – Lecture possible de l'état d'un commutateur en parallèle.

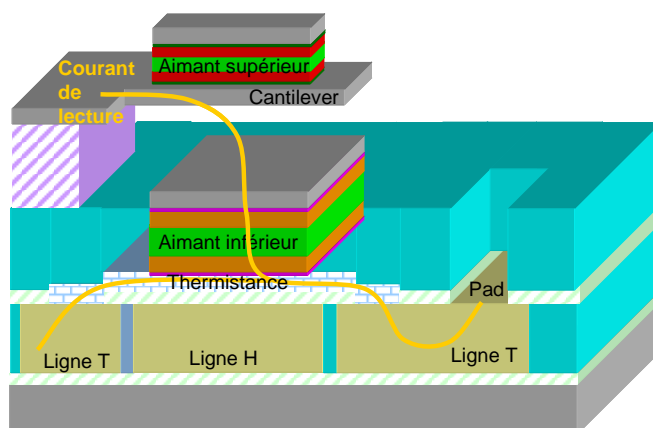
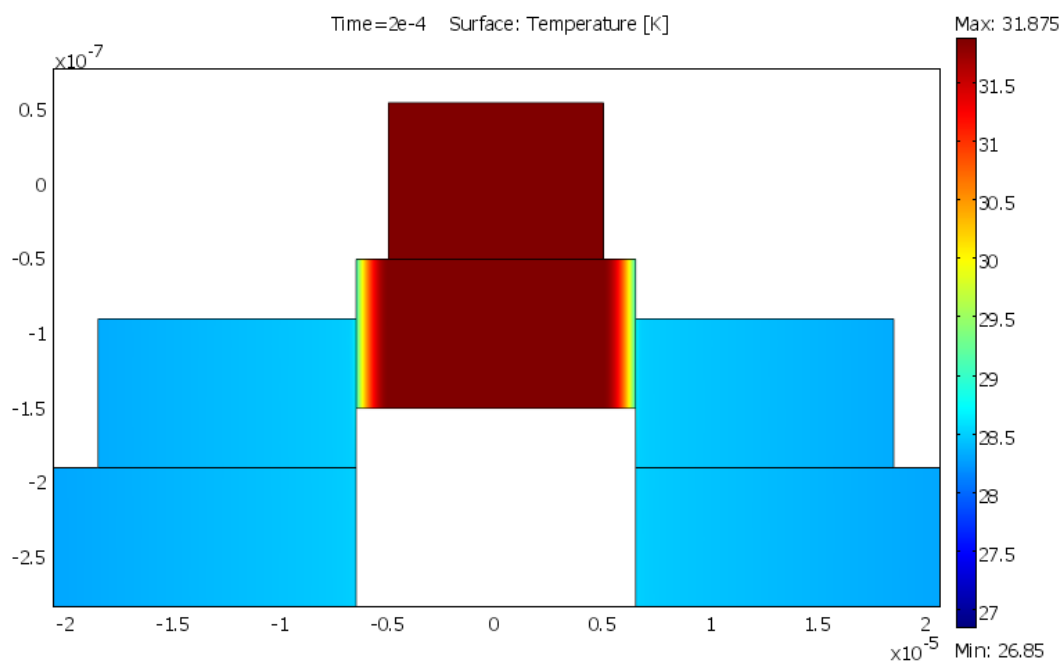


Figure 2.2-19 – Principe de lecture du nano-commutateur magnétique.

Figure 2.2-20 – Gradient de température dans le dispositif lors de l'écriture ( $L_{\text{aimant}} = 10 \mu\text{m}$ ,  $t_{\text{TiN}} = 100 \text{ nm}$ ,  $V = 0,01 \text{ V}$ ).

### 2.2.6. Dimensionnement du nano-commutateur

Le nano-commutateur nécessite l'empilement de trois systèmes :

- Le système électrothermique de retournement de l'aimantation : il comprend les lignes métalliques H et T, la couche d'isolation qui sert à isoler la ligne H de la thermistance, et enfin la thermistance de TiN ;
- L'aimant intégré au substrat (dit aimant inférieur), qui repose sur la thermistance : cet aimant est un multicouche FeMn/FeCo/FeMn dont le point de fonctionnement se situe à 100 Oe et 170°C ;
- La structure mobile, sur laquelle repose l'aimant à aimantation fixe (dit aimant supérieur). Cet aimant est constitué d'un multicouche NiMn/FeCo/NiMn dont la température de blocage est de l'ordre de 400°C ;
- Le travail sur les reprises de contact : ouverture vers les plots de reprise de contact, et éventuellement, métallisation des plots du niveau mécanique.

Le Tableau 2.2-2 récapitule ces niveaux à dimensionner, qui correspondent aux niveaux de lithographie.

Le nano-commutateur devant être le plus petit possible, nous avons défini une largeur unique pour l'aimant supérieur, dont nous modifions uniquement la longueur  $L_u$ . Celle-ci varie entre 2 et 9,73  $\mu\text{m}$ , tandis que la longueur de la poutre sur laquelle l'aimant repose varie entre 3 et 10  $\mu\text{m}$ . Au minimum, la longueur de l'aimant représente 63% de la longueur de la poutre, mais cette valeur est pour la plupart des dispositifs (34 sur 40) supérieure à 80%, ce qui justifie l'approximation faite à la section 2.2.3.2. La largeur minimale de l'aimant dépend du choix de la méthode de lithographie utilisée pour la fabrication : elle est de 250 nm dans notre cas (voir l'explication détaillée dans la section 3.2.1.1).

La Figure 2.2-21 présente la méthodologie de dimensionnement que nous avons suivie : le choix des dimensions de l'aimant supérieur influe sur les dimensions du cantilever et sur celui de l'aimant inférieur. À son tour, le dimensionnement de l'aimant inférieur détermine les dimensions du système électrothermique qui sert à retourner son aimantation (niveau 3, 2 et 1). Enfin, les reprises de contact sont standardisées à des plots de connexion de 100  $\mu\text{m}$  x 100  $\mu\text{m}$  ou de 200  $\mu\text{m}$  x 100  $\mu\text{m}$  dans le cas de la ligne de lecture (ces plots sont plus grands afin de permettre une mesure 4 pointes de la résistance de contact). Le Tableau 2.2-3 donne les dimensions fixes et variables que nous avons utilisées pour le nano-commutateur : au total, quarante variantes ont été dessinées, chacune étant répétée deux fois sur la puce.

La largeur de l'aimant inférieur est définie à 11 fois la largeur de l'aimant supérieur car, à partir de ce ratio de largeur, la force générée entre les deux aimants n'augmente plus de manière significative (voir la Figure 2.2-22).

Les Figure 2.2-23 et Figure 2.2-24 montrent respectivement un nano-commutateur complet avec ses pads de contact (il tient dans un carré de 482 x 482  $\mu\text{m}^2$ ) et une vue zoomée de la partie active du commutateur. Cette partie active mesure, pour la plus petite, 17 x 6,5  $\mu\text{m}^2$  et pour la plus grande, 38 x 6,5  $\mu\text{m}^2$  (le reste de la surface est occupée par les lignes électriques et les plots de contact, dont l'écartement doit être suffisamment grand pour pouvoir poser des pointes de tests électriques ou bonder des fils).

**Tableau 2.2-2 – Liste des niveaux à dimensionner.**

Niveau	Rôle
Niveau 1	Lignes électriques T et H
Niveau 2	Ouverture des contacts thermistance/ligne T
Niveau 3	Thermistance
Niveau 4	Aimant inférieur
Niveau 5	Cantilever
Niveau 6	Aimant supérieur
Niveau 7	Ouverture pad électriques
Niveau 8	Métallisation des plots de contact

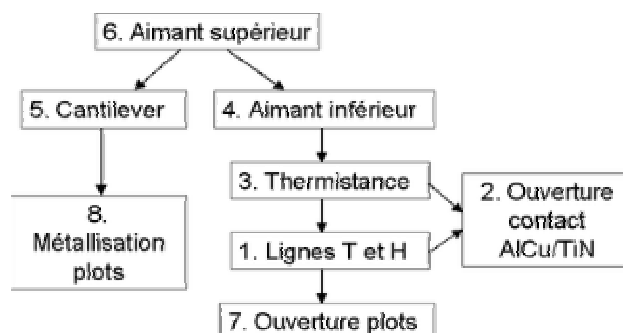


Figure 2.2-21 – Méthodologie du dimensionnement des niveaux.

Tableau 2.2-3 – Récapitulatif du dimensionnement des niveaux.

Déterminer par	Niveau	Rôle	Largeur [ $\mu\text{m}$ ]	Longueur [ $\mu\text{m}$ ]
-	Niveau 6	Aimant supérieur	0,250	$L_a = 2$ à $9,73$
Niveau 6	Niveau 5	Cantilever	0,500 ( $0,250 \pm 0,125$ )	3 à 10
Niveau 6	Niveau 4	Aimant inférieur	2,75 ( $11 \times 0,250$ )	$L_a$
Niveau 4	Niveau 3	Thermistance	3 ( $2,75 \pm 0,125$ )	$L_a + 3,5$ si $L_a > 2$ ( $L_a + 4,5$ sinon) Contact ligne T : $L_a + 2,25$ si $L_a > 2$ ( $L_a + 3,25$ sinon)
Niveaux 1 et 3	Niveau 2	Ouverture des contacts thermistance/ligne T	6	Idem contact ligne T niveau 3 $\pm 0,125$
Niveau 4	Niveau 1	Lignes électriques T et H	Ligne T : 6,5 Ligne H : $L_a + 2$ si $L_a > 2$ ( $L_a + 3$ sinon) Séparation entre les lignes : 0,5	Ligne T > 122 Ligne H = 78 jusqu'au pads (100 ou 200)
Niveau 1	Niveau 7	Ouverture plots électriques	100	100 ou 200
Niveau 5	Niveau 8	Métallisation des plots de contact	100	200

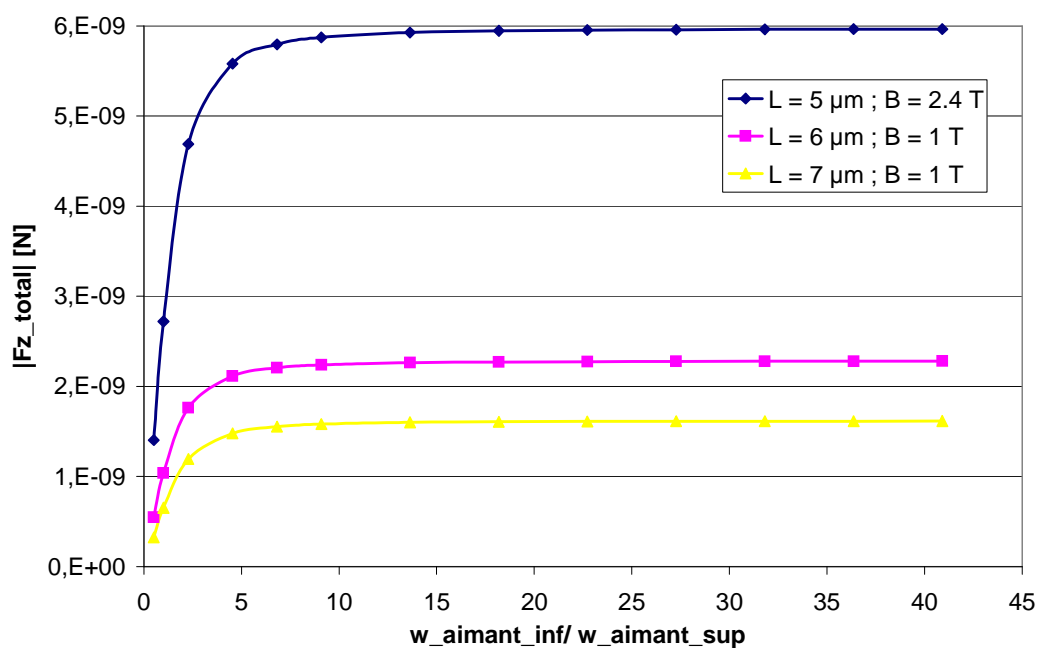


Figure 2.2-22 – Force verticale calculée entre deux aimants de longueur identique, dont l'un constitue une poutre mobile, en fonction du rapport de leur largeur.

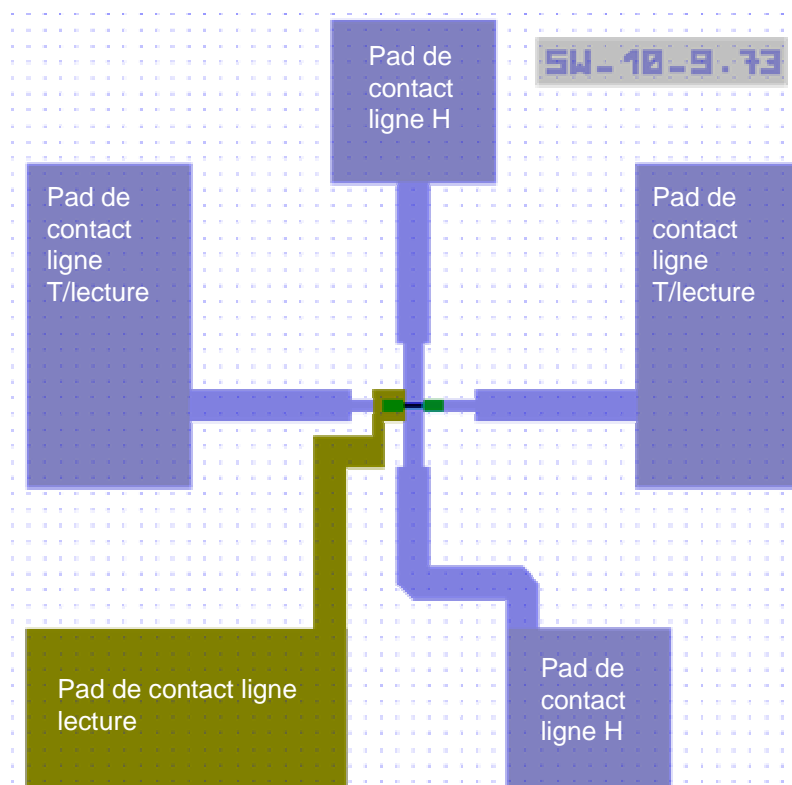


Figure 2.2-23 – Vue d'un nano-commutateur complet, avec les pads de lecture.

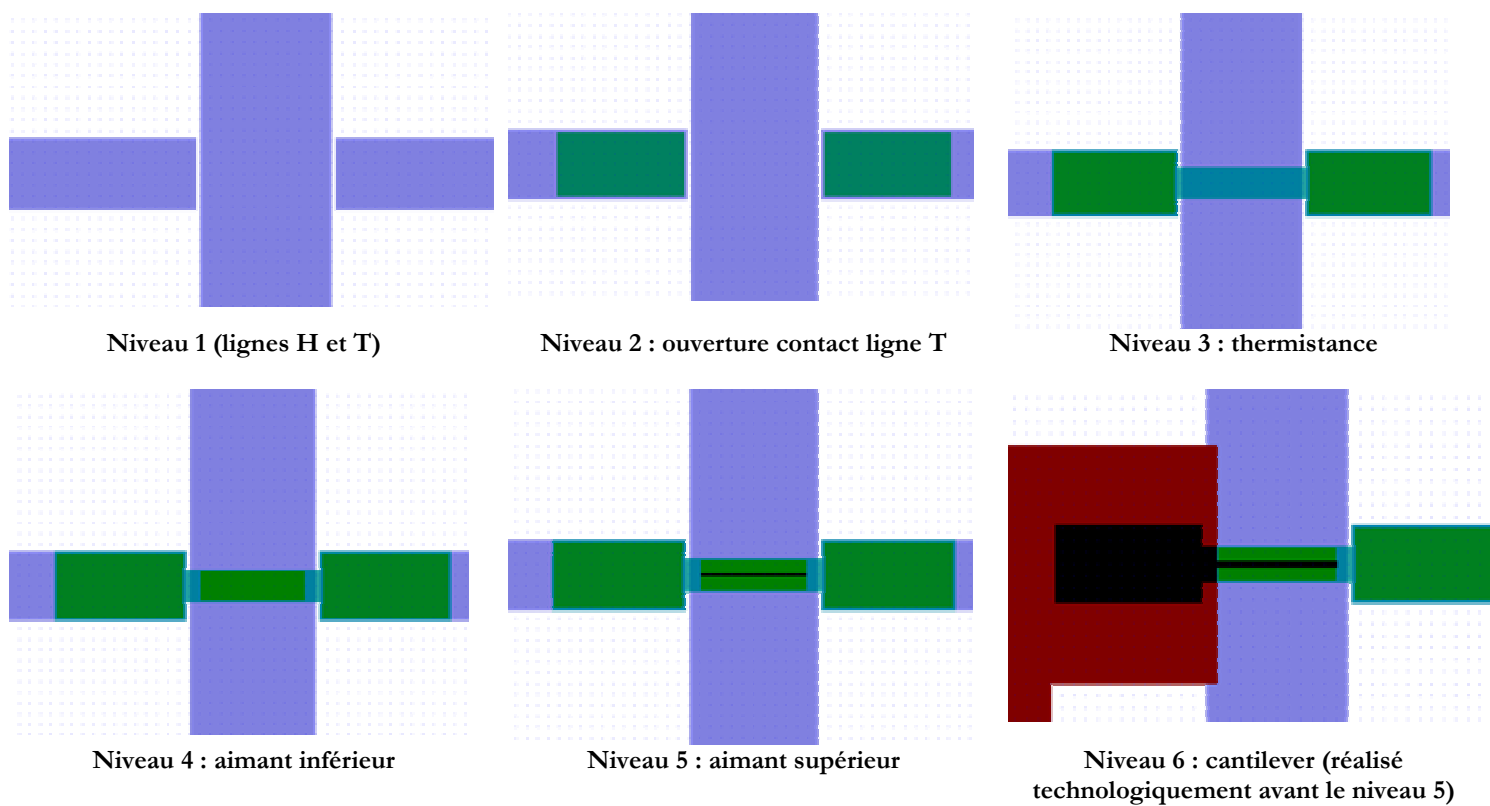


Figure 2.2-24 – Zoom sur la partie active du nano-commutateur.

## 2.3. Actionnement par la force de Laplace

### 2.3.1. Introduction

Cette section montre comment les couches AF/FM peuvent mettre en résonance une structure mécanique. En effet, un dispositif parcouru par un courant sinusoïdal et plongé dans un champ magnétique subit une force de Laplace, correspondant au produit vectoriel du courant et du champ. Cette force met le dispositif en mouvement comme le schématise la Figure 2.3-1. Dans un premier temps, nous revenons sur l'origine physique de la force de Laplace, puis nous abordons ensuite la description du comportement mécanique dynamique d'un résonateur, avec notamment le calcul de sa fréquence de résonance. Nous verrons alors le calcul de la déflexion statique subie par le résonateur, dont nous tirons la déflexion à la résonance. Dans la dernière partie, nous donnons les règles de dimensionnement que nous avons utilisées pour la fabrication du dispositif.

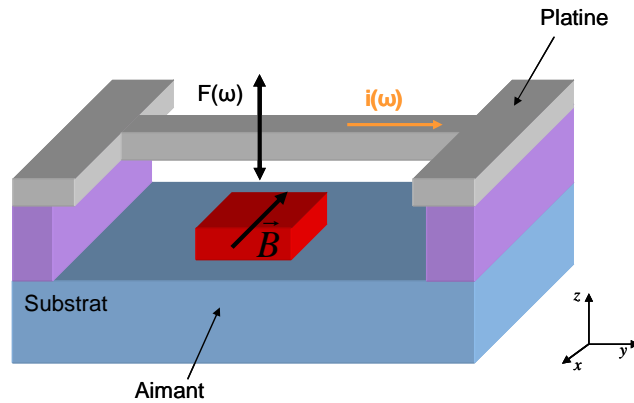


Figure 2.3-1 – Mécanisme de fonctionnement du nano-résonateur.

### 2.3.2. La force de Laplace

La force électromagnétique est l'une des quatre forces fondamentales de la physique, qui rend compte de l'effet du champ électromagnétique sur des particules chargées. Lorsqu'elle s'exerce sur une particule individuelle, elle est appelée force de Lorentz. Pour une particule de charge  $q$ , animée d'une vitesse  $v$  et plongée dans un champ électrique  $E$  et un champ magnétique  $B$ , on a :

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Considérons maintenant un conducteur métallique dans lequel circule un courant  $I$ . Ce courant n'est rien d'autre que les électrons de conduction se déplaçant le long du fil. Si ce fil est plongé dans un champ  $B$  (que nous supposons uniforme), les électrons sont soumis à la composante magnétique de la force de Lorentz : en régime transitoire, ils se déplacent vers une des parois du fil, comme le montre schématiquement la Figure 2.3-2. Ce déplacement des charges négatives crée des densités de charges surfaciques opposées de chaque côté du conducteur, ce qui engendre un champ électrique  $E$ . L'accumulation de charges s'effectue jusqu'à ce que la partie électrique de la force de Lorentz produite par ce champ compense exactement la partie magnétique produite par le champ  $B$  extérieur. Dans ces conditions, les électrons retrouvent une trajectoire parallèle au fil conducteur.

Le bilan des forces exercées sur le conducteur métallique dans un volume  $V$  s'écrit donc :

$$\vec{F}_{\text{totale}} = \iiint_V (\rho_+ \vec{E} + \rho_+ \vec{v}_+ \wedge \vec{B} + \rho_- \vec{E} + \rho_- \vec{v}_- \wedge \vec{B}) dV$$

où  $\rho_+$  et  $\rho_-$  représentent respectivement la densité volumique des charges positives (correspondant aux ions métalliques du réseau) et négatives (correspondant aux électrons),  $v_+$  et  $v_-$  la vitesse de ces charges. Comme les ions du réseau ne peuvent se déplacer, on a  $v_+ = 0$ . De plus, comme nous l'avons dit précédemment, à l'équilibre, la force magnétique subie par les électrons est opposée à la force électrique, soit :

$$\rho_- \vec{E} = -\rho_- \vec{v}_- \wedge \vec{B}$$

La force exercée sur le fil est donc:

$$\vec{F}_{totale} = \iiint_V (\rho_+ \vec{E}) dV$$

or comme  $\rho_+ = -\rho_-$  (neutralité électronique du fil),  $\rho_+ \vec{E} = -\rho_- \vec{E}$  et donc

$$\vec{F}_{totale} = \iiint_V (\rho_- \vec{v}_- \wedge \vec{B}) dV = \vec{v}_- \wedge \vec{B} \iiint_V \rho_- dV = nq \vec{v}_- \wedge \vec{B}$$

où  $n$  représente le nombre d'électrons.

Comme la vitesse des électrons est colinéaire au courant, nous pouvons écrire :

$$\vec{F}_{totale} = L \vec{I} \wedge \vec{B} \quad (2-3)$$

Cette dernière formule représente la force de Laplace qui s'applique sur le conducteur métallique, et qui est généralement présentée comme la version macroscopique de la force de Lorentz. Nous nous servirons dans la suite uniquement de cette formule.

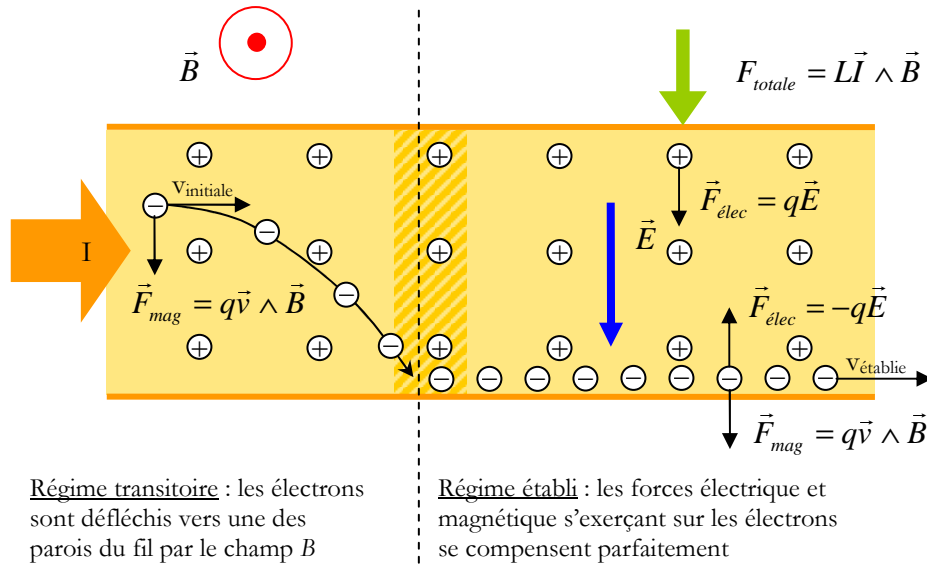


Figure 2.3-2 – Mécanisme donnant naissance à la force de Laplace sur un conducteur métallique parcouru par un courant  $I$  et plongé dans un champ magnétique  $B$ .

### 2.3.3. Détermination des paramètres mécaniques liés à la dynamique

#### 2.3.3.1. Équation de la dynamique et décomposition de Galerkin

La modélisation d'une structure résonante est plus complexe que celle d'une structure statique comme nous avons pu le faire pour le nano-commutateur (section 2.2) car il faut tenir compte du paramètre « temps ». Lorsque la longueur  $L$  de la poutre est très supérieure à ses autres dimensions, nous pouvons utiliser l'équation de base d'Euler-Bernouilli, à laquelle il faut rajouter des termes dus à l'accélération, au frottement ainsi qu'aux non-linéarités (lorsqu'on est en grands déplacements) [88]. L'équation du comportement dynamique s'écrit alors :

$$\underbrace{EI \frac{\partial^4 z(y,t)}{\partial x^4}}_{\text{terme d'Euler-Bernouilli Raideur}} + \underbrace{\rho S \frac{\partial^2 z(y,t)}{\partial t^2}}_{\text{terme dû à l'accélération Inertie}} + \underbrace{b \frac{\partial z(y,t)}{\partial t}}_{\text{terme dû au frottement Amortissement}} + \underbrace{\frac{ES}{2L} \int_0^L \left( \frac{\partial z(\xi)}{\partial \xi} \right)^2 d\xi}_{\text{terme de non-linéarité}} = \underbrace{f(y)}_{\text{force linéique}}$$

où  $E$  est le module d'Young du matériau,  $\rho$  sa masse volumique,  $I$  le moment d'inertie de la poutre de section  $S$  et de longueur  $L$ ,  $b$  le coefficient de frottement et  $f$  la force d'actionnement linéique (dans notre cas la force de Laplace).

Le régime des grands déplacements intervient lorsque la déflexion, au milieu de la poutre, est supérieure à une amplitude critique  $A_c$ , définie pour une poutre encastree-encastree comme [89] :

$$A_c = 1,685 \frac{e}{\sqrt{Q}}$$

où  $e$  représente l'épaisseur de la poutre et  $Q$  le facteur de qualité, que nous introduisons par la suite (2.3.3.3).

Dans notre cas, nous regardons seulement les petits déplacements (i.e. inférieurs à  $A_c$ <sup>10</sup>). Nous pouvons donc enlever le terme de non-linéarité et travailler avec l'équation simplifiée :

$$EI \frac{\partial^4 z(y,t)}{\partial x^4} + \rho S \frac{\partial^2 z(y,t)}{\partial t^2} + b \frac{\partial z(y,t)}{\partial t} = f(y) \quad (2-4)$$

La résolution de cette équation n'étant pas triviale, il est habituel d'utiliser une décomposition sur une base modale orthogonale  $\Phi_n$ , appelée décomposition de Galerkin, et qui pose :

$$z(y,t) = \sum_n z_n(t) \Phi_n(y)$$

Les  $\Phi_n(y)$  sont les vecteurs propres de l'opérateur linéaire  $\frac{\partial^4}{\partial y^4}$  dont les valeurs propres sont les  $\chi_i^4$ . Nous avons donc

$$\frac{\partial^4 z(y,t)}{\partial x^4} = \chi_n^4 \Phi_n(y)$$

Nous prenons la condition de normalisation suivante, de manière à ce que la base soit normée :

$$\int_0^L \Phi_n(y) \Phi_m(y) dy = \delta_{n,m}$$

ce qui conduit à

$$\int_0^L |\Phi_n(y)|^2 dy = 1 \quad (2-5)$$

Dans le cadre de notre étude dynamique, nous choisissons de nous limiter au premier mode propre, c'est-à-dire, pour  $n = 1$  :

$$z(y,t) = z_1(t) \Phi_1(y)$$

Dans ce cas, la solution générale de l'équation (2-4) est

$$\Phi_1(y) = A \cosh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) + B \cos\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) + C \sinh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) + D \sin\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right)$$

où  $\lambda_1 = \chi_1 L$

Les valeurs de  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  sont déduites des conditions aux limites définies par la géométrie du système. Dans le cas d'une poutre encastree-encastree, ces conditions s'écrivent :

$$\Phi_1(0) = \Phi_1(L) = \dot{\Phi}_1(0) = \dot{\Phi}_1(L) = 0$$

ce qui conduit à:

<sup>10</sup> Avec nos dimensions, i.e. une épaisseur de 50 nm et un facteur de qualité estimé à 1000, cela représente une amplitude critique de 2,7 nm (et de 27 nm si nous considérons le facteur de qualité obtenu expérimentalement sous atmosphère, voir la section 4.3.1.2)



$$\begin{cases} B = -A \\ D = -C \\ C = A \frac{\cos(\lambda_n) - \cosh(\lambda_n)}{\sinh(\lambda_n) - \sin(\lambda_n)} = AC_n \\ C = A \frac{\sin(\lambda_n) + \sinh(\lambda_n)}{\cos(\lambda_n) - \cosh(\lambda_n)} \end{cases}$$

Ces deux dernières équations nous donnent  $\cosh(\lambda_n)\cos(\lambda_n)=1$  que nous résolvons numériquement pour trouver  $\lambda_n$  [90]. Cette équation est appelée équation transcendante. Le Tableau 2.3-1 donne les valeurs de  $\lambda_n$ ,  $C_n$  et  $\chi_n$ .

Tableau 2.3-1 – Valeurs de  $\lambda_n$ ,  $C_n$  et  $\chi_n$ .

$n$	$\lambda_n$	$C_n$	$\chi_n$
1	4,7300	-0,9825	4,7300/L
2	7,8532	-1,0008	7,8532/L
3	10,9956	-1,0000	10,9956/L
4	14,1372	-1,0000	14,1372/L
5	17,2788	-1,0000	17,2788/L

### 2.3.3.2. Équation du mode fondamental

Ayant explicité  $\Phi_1$ , nous pouvons reprendre l'équation (2-4) et écrire :

$$EI \frac{\partial^4 z_1(t)\Phi_1(y)}{\partial x^4} + \rho S \frac{\partial^2 z_1(t)\Phi_1(y)}{\partial t^2} + b \frac{\partial z_1(t)\Phi_1(y)}{\partial t} = f(y)$$

En écrivant cette équation

$$\Phi_1(y) \left( EI \chi_1^4 z_1(t) + \rho S \frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + b \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} \right) = f(y)$$

et en l'intégrant le long de la poutre, nous avons:

$$\int_0^L \Phi_1(y) \Phi_1(y) \left( EI \chi_1^4 z_1(t) + \rho S \frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + b \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} \right) dy = \int_0^L \Phi_1(y) f(y) dy$$

En tenant compte de la normalisation de la base, nous arrivons à

$$EI \chi_1^4 z_1(t) + \rho S \frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + b \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} = \int_0^L \Phi_1(y) f(y) dy$$

$$\text{soit } \frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + \frac{b}{\rho S} \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} + \frac{EI \chi_1^4}{\rho S} z_1(t) = \frac{L}{\rho S L} \int_0^L \Phi_1(y) f(y) dy = \frac{L}{m} \int_0^L \Phi_1(y) f(y) dy$$

Les NEMS à actionnement magnétique usuels sont plongés dans un champ magnétique uniforme (voir les exemples du Tableau 1.4-1). Dans ce cas, la force linéique  $f$  ne dépend pas de  $y$  et on peut la sortir de l'intégrale du membre de droite. Dans notre cas, cela n'est pas possible car la force de Laplace dépend de l'emplacement de l'aimant en dessous de la poutre. En pratique, nous considérons que la force de Laplace est nulle en tout point de la poutre, sauf sur une section  $[a,b]$  (égale à la largeur de l'aimant), où elle est constante et égale à  $f_L$  (voir la Figure 2.3-7). Nous pouvons donc écrire l'équation précédente sous la forme :

$$\frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + \frac{b}{\rho S} \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} + \frac{EI\chi_1^4}{\rho S} z_1(t) = \frac{Lf_L}{m} \int_a^b \Phi_1(y) dy$$

### 2.3.3.3. Fréquence de résonance et constante de raideur

La fréquence de résonance se trouve en considérant la déflexion maximale, qui pour une poutre encastree-encastree et une force symétrique, se situe en  $L/2$ . Nous avons :

$$z\left(\frac{L}{2}, t\right) = \Phi_1\left(\frac{L}{2}\right) z_1(t)$$

dont la transformée de Fourier donne :

$$Z\left(\frac{L}{2}, \omega\right) = \Phi_1\left(\frac{L}{2}\right) Z_1(\omega)$$

L'équation de la dynamique dans le domaine fréquentiel s'écrit :

$$-\omega^2 Z_1(\omega) + i\omega \frac{b}{\rho S} Z_1(\omega) + \frac{EI\chi_1^4}{\rho S} Z_1(\omega) = \frac{L\mathfrak{Z}(\omega)}{m} \int_a^b \Phi_1(y) dy$$

où  $\mathfrak{Z}(\omega)$  est la transformée de Fourier de  $f_L$  ;  
soit

$$Z_1(\omega) = \frac{\frac{L\mathfrak{Z}(\omega)}{m}}{\frac{EI\chi_1^4}{\rho S} - \omega^2 + i\omega \frac{b}{\rho S}} \int_a^b \Phi_1(y) dy$$

et

$$Z\left(\frac{L}{2}, \omega\right) = \Phi_1\left(\frac{L}{2}\right) \frac{\frac{L\mathfrak{Z}(\omega)}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \frac{b}{\rho S}} \int_a^b \Phi_1(y) dy$$

$$Z\left(\frac{L}{2}, \omega\right) = \frac{\frac{L\mathfrak{Z}(\omega)}{m^*}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \frac{b}{\rho S}} \quad (2-6)$$

avec  $\omega_0 = \sqrt{\frac{EI\chi_1^4}{\rho S}}$  soit

$$\omega_0 = \frac{\lambda_1^2}{L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho S}}$$

et  $m^* = \frac{m}{\Phi_1\left(\frac{L}{2}\right) \int_a^b \Phi_1(y) dy}$  soit

$$m^* = \eta m \quad \text{où} \quad \eta = \frac{1}{\Phi_1\left(\frac{L}{2}\right) \int_a^b \Phi_1(y) dy}$$

Le facteur  $m^*$  représente la masse efficace du résonateur, dont la valeur est déterminée au paragraphe suivant (2.3.3.4). La masse effective prend en compte le fait que le mouvement de la poutre n'est pas le même sur toute sa longueur : il est beaucoup plus important au centre de la poutre qu'à côté des encastrements.

Au passage, nous voyons que la fréquence du mode  $i$  ( $i = 1, 2, 3 \dots$ ) s'écrit :

$$f_i = \frac{\lambda_i^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho S}} \quad (2-7)$$

Lorsque nous revenons dans le domaine temporel par transformée de Fourier inverse, nous obtenons :

$$m^* \frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + \frac{m^* b}{\rho S} \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} + \frac{m^* EI \lambda_1^4}{\rho S L^4} z_1(t) = Lf = F$$

où  $F$  est la force appliquée au système mécanique.

Nous introduisons deux notations, l'amortissement  $k$  et le facteur de qualité  $Q$  :

$$k = \frac{m^* EI \lambda_1^4}{\rho S L^4}$$

soit

$$k = m^* \omega_0^2$$

et

$$\frac{b}{\rho S} = \frac{\omega_0}{Q}$$

Physiquement,  $Q$  représente le rapport entre l'énergie emmagasinée dans le résonateur sur l'énergie perdue à travers divers mécanismes pendant un cycle.

L'équation de la dynamique du système s'écrit finalement :

$$\frac{\partial^2 z_1(t)}{\partial t^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{\partial z_1(t)}{\partial t} + \omega_0^2 z_1(t) = \frac{F}{m^*}$$

#### 2.3.3.4. Détermination de la masse efficace

La masse efficace dépend des paramètres géométriques du système. Pour une poutre encastree-encastree avec une force linéique constante sur une portion  $[a, b]$  et nulle ailleurs, nous avons :

$$\eta = \frac{1}{\Phi_1 \left( \frac{L}{2} \right) \int_a^b \Phi_1(y) dy}$$

Si nous utilisons la condition de normalisation (2-5), nous avons

$$A^2 \int_0^L \left| \cosh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) - \cos\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) + C_1 \left( \sinh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) - \sin\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) \right) \right|^2 dy = 1$$

$$\text{soit } A = \left( \int_0^L \left| \cosh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) - \cos\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) + C_1 \left( \sinh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) - \sin\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) \right) \right|^2 dy \right)^{-1/2}$$

et

$$\eta^{-1} = A \left( \cosh\left(\frac{\lambda_1}{2}\right) - \cos\left(\frac{\lambda_1}{2}\right) + C_1 \left( \sinh\left(\frac{\lambda_1}{2}\right) - \sin\left(\frac{\lambda_1}{2}\right) \right) \right) \int_a^b A \left( \cosh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) - \cos\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) + C_1 \left( \sinh\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) - \sin\left(\frac{\lambda_1 y}{L}\right) \right) \right) dy$$

Le coefficient  $\eta$  doit donc être calculé pour chaque position de l'aimant. La Figure 2.3-3 montre l'évolution de  $\eta$  en fonction de la largeur de l'aimant : nous voyons que la masse efficace peut être plus importante que la masse réelle si la largeur  $w_{aimant}$  de l'aimant est inférieure à 40% de la longueur de la poutre. Cela nous encourage à avoir une largeur d'aimant la plus importante possible. Notons que pour un segment  $[a, b]$  égal à la longueur de la poutre, nous retrouvons  $\eta = 0,7578$ , qui est la valeur trouvée lorsque la force  $f$  est indépendante de  $y$ .

La Figure 2.3-4 montre l'évolution de  $\eta$  en fonction du désalignement de l'aimant  $y_{offset}$  pour une poutre de 10  $\mu\text{m}$  de long : nous voyons que plus l'aimant est éloigné sous le centre de la poutre, plus la masse efficace de celle-ci augmente. Nous mettrons donc systématiquement l'aimant sous le centre de la poutre. Nous avons de plus ajouté sur cette figure les spécifications de désalignement des technologies de lithographie que nous utilisons ( $\pm 125$  nm pour l'empilement en 200 nm et  $\pm 1$   $\mu\text{m}$  pour le 100 nm, voir les sections 3.2.1.1 et 4.2.1.1) : pour une technologie réalisée en 200 nm, nous voyons que le désalignement n'est pas critique dans la détermination de la masse efficace, par contre, il faut en tenir compte pour une technologie 100 nm.

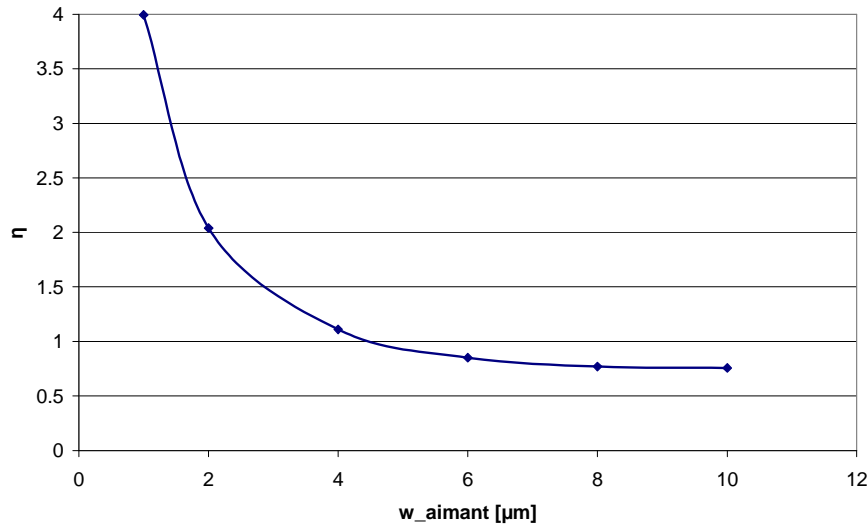


Figure 2.3-3 – Évolution du facteur  $\eta$  en fonction de la taille de l'aimant sous la poutre, l'aimant étant centré sous celle-ci ( $L_{poutre} = 10 \mu\text{m}$ ).

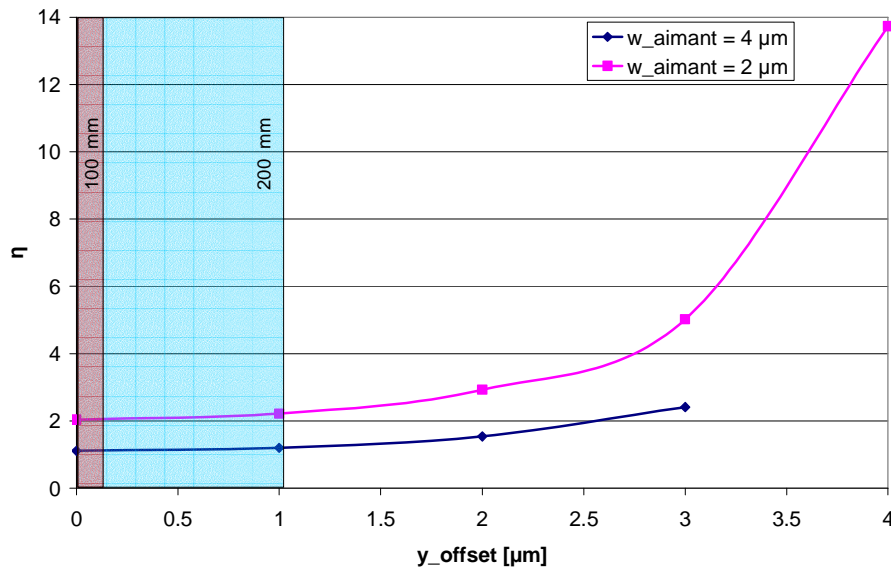


Figure 2.3-4 – Évolution du facteur  $\eta$  en fonction de l'emplacement de l'aimant par rapport au centre de la poutre  $y_{offset}$  ( $L_{poutre} = 10 \mu\text{m}$ ).

### 2.3.4. Calcul de la déflexion du nano-résonateur

#### 2.3.4.1. Calcul de la force de Laplace

Le calcul de la force de Laplace utilise la modélisation du champ magnétique généré par un aimant présentée à la section 2.1.1.1. La valeur du champ magnétique est calculée pour chaque élément  $l_x \times l_y \times l_z$  de la poutre. Si nous nous plaçons dans le système de coordonnées indiqué à la Figure 2.3-1, le courant étant colinéaire à  $y$ , les seules composantes de la force de Laplace générées le sont selon  $x$  (par  $B_z$ ) et selon  $z$  (par  $B_x$ ). Les composantes  $dF_x$  et  $dF_z$  se calculent respectivement par :

$$dF_x(x, y, z) = -J l_x l_y l_z B_z(x, y, z) \text{ et } dF_z(x, y, z) = -J l_x l_y l_z B_x(x, y, z)$$

La Figure 2.3-5 montre les champs magnétiques générés par un aimant placé à 100 nm en dessous d'une poutre. Nous voyons que la composante  $B_z$  est proche de 0 T sur une grande surface de la poutre, et que lorsqu'elle est non nulle, sa valeur est très inférieure à celle de  $B_x$  ( $\pm 0,074$  mT lorsque  $B_x$  vaut  $-3,7$  mT). Cela se retrouve dans les valeurs respectives des forces en  $x$  et en  $z$  : la composante en  $z$  peut atteindre des valeurs de l'ordre de  $18 \text{ fN.m}^{-1}$  (par élément de volume  $l_x l_y l_z$ ), tandis que celle en  $x$  est nulle (Figure 2.3-6).

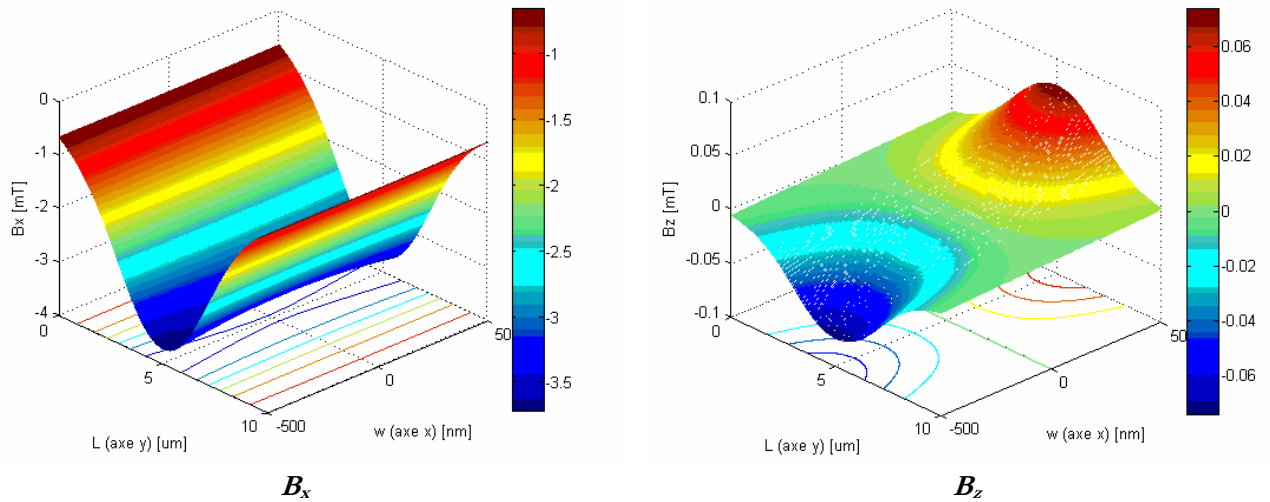


Figure 2.3-5 – Champs magnétiques  $B_x$  et  $B_z$  générés dans une poutre de  $10 \mu\text{m}$  de long et d'un  $\mu\text{m}$  de large, par un aimant de  $6 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ , d'épaisseur  $25 \text{ nm}$ , se trouvant à  $100 \text{ nm}$  sous la poutre.

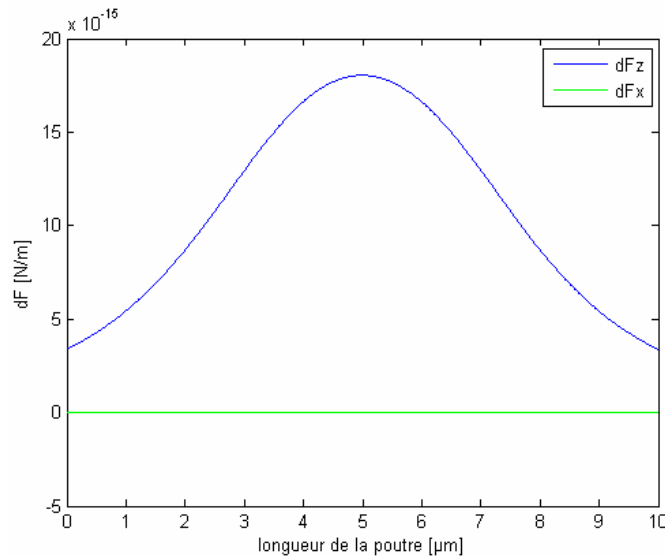


Figure 2.3-6 – Composantes  $dF_z$  et  $dF_x$  de la force de Laplace linéique générée dans une poutre.

### 2.3.4.2. Modélisation mécanique : force distribuée uniformément sur un segment

Nous avons vu dans le paragraphe 2.3.3 les équations du comportement dynamique de la poutre. Si nous réécrivons l'équation (2-6) avec les paramètres  $k$  et  $Q$  introduits précédemment et si nous nous plaçons à la fréquence de résonance  $\omega_0$ , nous avons :

$$Z\left(\frac{L}{2}, \omega_0\right) = -iQ \frac{L\mathcal{Z}(\omega)}{k} = -iQZ_{\text{statique}}$$

Si nous considérons le module de  $Z$ , nous voyons qu'à la résonance, le déplacement au milieu de la poutre est égal au déplacement statique de la poutre multiplié par le facteur de qualité. Afin de dimensionner les résonateurs, nous avons donc décidé de calculer leur déformation statique que nous multiplions par  $Q$  (pour une poutre encastree-encastree se déplaçant sous vide, une évaluation du facteur de qualité à 1000 semble raisonnable (voir les valeurs de  $Q$  dans le Tableau 1.4-1 p. 26).

Le calcul de la déformation statique subie par la poutre est effectué à partir d'une approximation de la force de Laplace, dont nous avons vu le calcul à la section précédente, par une distribution uniforme mais localisée. Nous avons comparé les résultats de notre modélisation avec d'autres approximation de la force de Laplace (force ponctuelle centrée et force ponctuelle décentrée) et nous avons montrée que l'approximation que nous présentons ici était la plus adéquate (voir l'Annexe 2).

La localisation de la force de Laplace se fait entre les abscisses où elle correspond à la moitié de sa valeur maximale, c'est-à-dire entre  $x_1(dF_z^{\text{max}}/2)$  (abscisse notée  $a$ ) et  $x_2(dF_z^{\text{max}}/2)$  (abscisse notée  $b$ ) (voir Figure 2.3-7). Même si nous avons systématiquement dessiné l'aimant symétrique par rapport à la bissectrice de la longueur de la poutre, nous avons choisi de pouvoir simuler le comportement de la structure mobile lorsque l'aimant est désaligné par rapport à ce milieu. Cela nous a permis, lors du dimensionnement des dispositifs, de valider le fonctionnement du dispositif lorsque l'aimant est désaligné (ce désalignement peut atteindre  $\pm 1 \mu\text{m}$  pour l'empilement en 100 mm).

La Figure 2.3-8 schématise le système mécanique. Nous considérons 3 segments : de  $O$  à  $a$ , aucune force ne s'applique sur la poutre, de  $a$  à  $b$ , elle subit une force uniforme  $f_z$  et de  $b$  à  $L$ , on retrouve l'absence de force.

La force linéique  $f_z$ , qui s'exprime en  $\text{N.m}^{-1}$ , s'écrit :

$$f_z = \frac{\iiint dF_z dx dy dz}{(b-a)}$$

Nous trouvons l'équation de la déformée en appliquant sur chaque segment l'équation de la statique et les conditions aux limites associées à la géométrie du système :

- De  $O$  à  $a$ , le moment total est :

$$\Gamma_{[O,a]} = \Gamma_{\text{réaction}} + R_{\text{réaction}} y$$

L'équation de la statique s'écrit donc :

$$\frac{d^2 z(y)}{dy^2} = -\frac{\Gamma(y)}{EI} = -\frac{1}{EI} (R_{\text{réaction}} y + \Gamma_{\text{réaction}})$$

soit

$$z_{[O,a]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( \frac{R_{\text{réaction}}}{6} y^3 + \frac{\Gamma_{\text{réaction}}}{2} y^2 + C_1 y + C_2 \right)$$

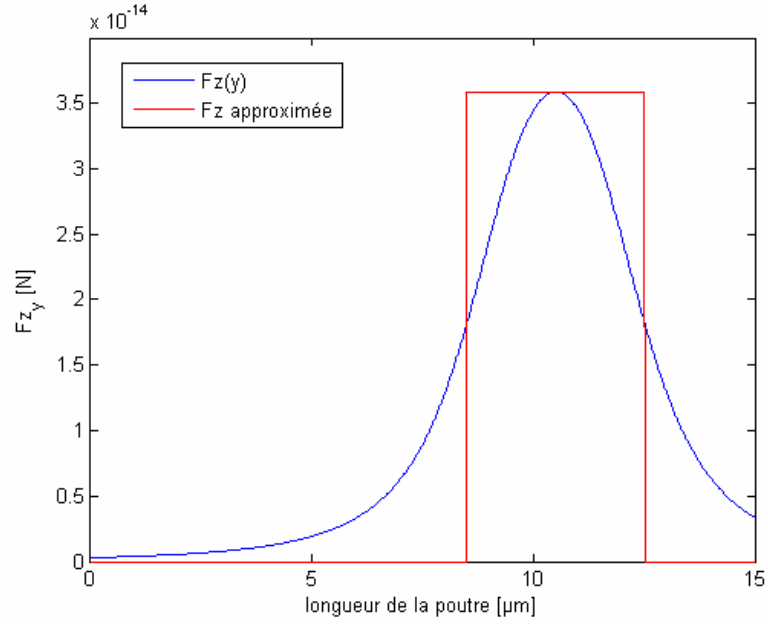


Figure 2.3-7 – Comparaison de la force de Laplace calculée et de la distribution linéique que nous utilisons (cas d'un aimant décentré de 3  $\mu\text{m}$  sur la droite).

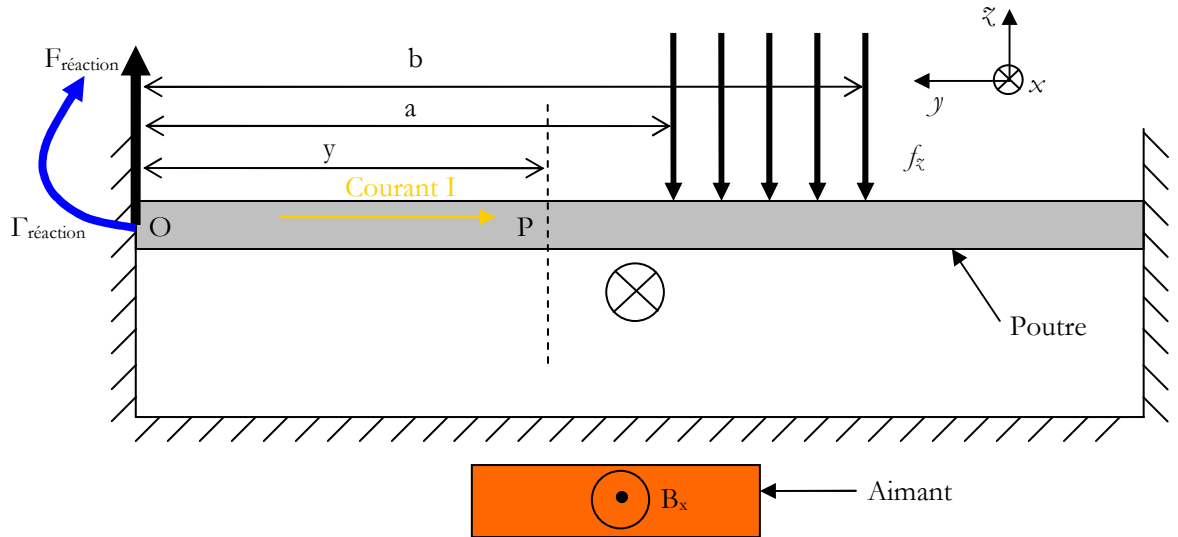


Figure 2.3-8 – Schéma du système mécanique.

Les constantes  $C_1$  et  $C_2$  sont déterminées par les conditions aux limites, c'est-à-dire la déflexion et sa dérivée première qui sont nulles à l'origine :

$$z(0) = \frac{dz(y)}{dy} \bigg|_{y=0} = 0$$

dont on déduit que  $C_1$  et  $C_2$  sont nulles.

De O à a, l'équation de la déflexion est donc :

$$z_{[0,a]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( \frac{R_{réaction}}{6} y^3 + \frac{\Gamma_{réaction}}{2} y^2 \right)$$

- De a à b, il faut rajouter la force qui s'exerce de a à y, et qui s'applique en  $(y-a)/2$ . Le moment total s'écrit

$$\Gamma_{[a,b]} = \Gamma_{réaction} + R_{réaction}y + (y-a)f_z \frac{y-a}{2}$$

et l'équation de la dynamique :

$$\frac{d^2 z(y)}{dy^2} = \frac{\Gamma(y)}{EI} = \frac{1}{EI} \left( R_{réaction}y + \Gamma_{réaction} + (y-a)f_z \frac{y-a}{2} \right) = \frac{1}{EI} \left( y^2 \frac{f_z}{2} + y(R_{réaction} - f_z a) + \frac{f_z a^2}{2} + \Gamma_{réaction} \right)$$

soit

$$z_{[a,b]}(y) = \frac{1}{EI} \left( y^4 \frac{f_z}{24} + \frac{y^3}{6} (R_{réaction} - f_z a) + \frac{y^2}{2} \left( \frac{f_z a^2}{2} + \Gamma_{réaction} \right) + yC_1' + C_2' \right)$$

$C_1'$  et  $C_2'$  sont déterminées par continuité :

$$z_{[0,a]}(a) = z_{[a,b]}(a) \text{ et } \left. \frac{dz_{[0,a]}(y)}{dy} \right|_{y=a} = \left. \frac{dz_{[a,b]}(y)}{dy} \right|_{y=a}$$

ce qui donne

$$C_1' = -\frac{f_z a^3}{6} \text{ et } C_2' = \frac{f_z a^4}{24}$$

- Enfin, de  $b$  à  $L$ , le moment à l'encastrement est toujours présent, ainsi que celui dû à la force à l'encastrement. Il faut rajouter à ces moments la force  $(b-a)w$  qui s'applique en  $y-b+(b-a)/2$ . Le moment total s'écrit donc :

$$\Gamma_{[b,L]} = \Gamma_{réaction} + R_{réaction}y + (b-a)f_z \left( y-b + \frac{b-a}{2} \right)$$

et l'équation de la dynamique

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z(y)}{dy^2} &= \frac{\Gamma(y)}{EI} = \frac{1}{EI} \left( \Gamma_{réaction} + R_{réaction}y + (b-a)f_z \left( y-b + \frac{b-a}{2} \right) \right) \\ \frac{d^2 z(y)}{dy^2} &= \frac{1}{EI} \left( y(R_{réaction} + f_z(b-a)) + \Gamma_{réaction} - \frac{f_z}{2}(b^2 - a^2) \right) \end{aligned}$$

soit

$$z_{[b,L]} = \frac{1}{EI} \left( \frac{y^3}{6} (R_{réaction} + f_z(b-a)) + \frac{y^2}{2} \left( \Gamma_{réaction} - \frac{f_z}{2}(b^2 - a^2) \right) + yC_1'' + C_2'' \right)$$

$C_1''$  et  $C_2''$  sont déterminées par continuité :

$$z_{[a,b]}(b) = z_{[b,L]}(b) \text{ et } \left. \frac{dz_{[a,b]}(y)}{dy} \right|_{y=b} = \left. \frac{dz_{[b,L]}(y)}{dy} \right|_{y=b}$$

ce qui donne

$$C_1'' = \frac{f_z}{6} (b^3 - a^3) \text{ et } C_2'' = \frac{f_z}{24} (a^4 - b^4)$$

- Enfin,  $R_{réaction}$  et  $\Gamma_{réaction}$  sont déterminés avec les conditions aux limites du segments  $[b,L]$  :

$$z_{[b,L]}(L) = 0 \text{ et } \left. \frac{dz_{[b,L]}(y)}{dy} \right|_{y=L} = 0$$

ce qui donne :

$$\Gamma_{réaction} = f_z \left( \frac{b^2 - a^2}{2} + \frac{2(a^3 - b^3)}{3L} + \frac{b^4 - a^4}{4L^2} \right)$$

et



$$R_{réaction} = f_z \left( a - b - \frac{a^3 - b^3}{L^2} - \frac{b^4 - a^4}{2L^3} \right)$$

Le tableau ci-dessous résume l'équation de déformation pour chacun des segments considérés.

**Tableau 2.3-2 – Bilan des équations de déformation pour l'approximation de la force de Laplace par une force distribuée uniformément sur un segment.**

Segment	Équations
$[O,a]$	$z_{[O,a]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( \frac{R_{réaction}}{6} y^3 + \frac{\Gamma_{réaction}}{2} y^2 \right)$
$[a,b]$	$z_{[a,b]}(y) = \frac{1}{EI} \left( y^4 \frac{f_z}{24} + \frac{y^3}{6} (R_{réaction} - f_z a) + \frac{y^2}{2} \left( \frac{f_z a^2}{2} + \Gamma_{réaction} \right) - y \frac{f_z a^3}{6} + \frac{f_z a^4}{24} \right)$
$[b,L]$	$z_{[b,L]} = \frac{1}{EI} \left( \frac{y^3}{6} (R_{réaction} + f_z (b-a)) + \frac{y^2}{2} \left( \Gamma_{réaction} - \frac{f_z}{2} (b^2 - a^2) \right) + y \frac{f_z}{6} (b^3 - a^3) + \frac{f_z}{24} (a^4 - b^4) \right)$
avec	$\Gamma_{réaction} = f_z \left( \frac{b^2 - a^2}{2} + \frac{2(a^3 - b^3)}{3L} + \frac{b^4 - a^4}{4L^2} \right) \text{ et } R_{réaction} = f_z \left( a - b - \frac{a^3 - b^3}{L^2} - \frac{b^4 - a^4}{2L^3} \right)$

### 2.3.5. Dimensionnement du nano-résonateur

La structure mobile d'une poutre encastree-encastree est propice à la variation des dispositifs. Outre la configuration classique que nous avons présentée jusqu'ici (Figure 2.3-9 – A) l'aimant peut être décalé de façon à ce que son extrémité se trouve sous la poutre. Dans ce cas, la composante du champ magnétique qui prédomine dans la poutre est verticale, et le mouvement généré est horizontal (Figure 2.3-9 – B). Si les calculs montrent que le champ magnétique vertical est plus intense, les problèmes de cette configuration sont d'ordre technologique : la largeur vibrante correspond à la largeur de la poutre, et est donc limitée à 250 nm dans le cas de l'empilement en 200 nm (1,6 µm dans le cas de l'empilement en 100 nm), le désalignement ( $\pm 125$  nm pour l'empilement en 200 nm et  $\pm 1$  µm pour le 100 nm) est critique (voir la section 3.2.1.1 pour l'influence de la technologie sur le dimensionnement). De plus, comme nous le voyons dans les sections 4.2.1.4 et 4.2.2.4, les bords de l'aimant sont particulièrement sales à la libération (voir la Figure 4.2-8 p. 130 et la Figure 4.2-30 p. 143) ce qui rend le mouvement d'une telle structure plus difficile.

Une configuration alternative consiste à utiliser un aimant à aimantation perpendiculaire (voir la section 1.5.3) afin de générer un mouvement également dans le plan (Figure 2.3-9 – C).

Une configuration alternative à une poutre plan a également été dimensionnée : il s'agit d'une poutre en U, montrée à la Figure 2.3-10. Dans ce cas, le courant étant opposé dans les deux branches du U, c'est le courant qui circule dans la base du U qui sert à générer la force de Laplace et le mouvement. Bien que nous n'ayons pas écrit de programme de modélisation pour ce dispositif, nous avons inclus cette variante sur les réticules de l'empilement 200 nm.

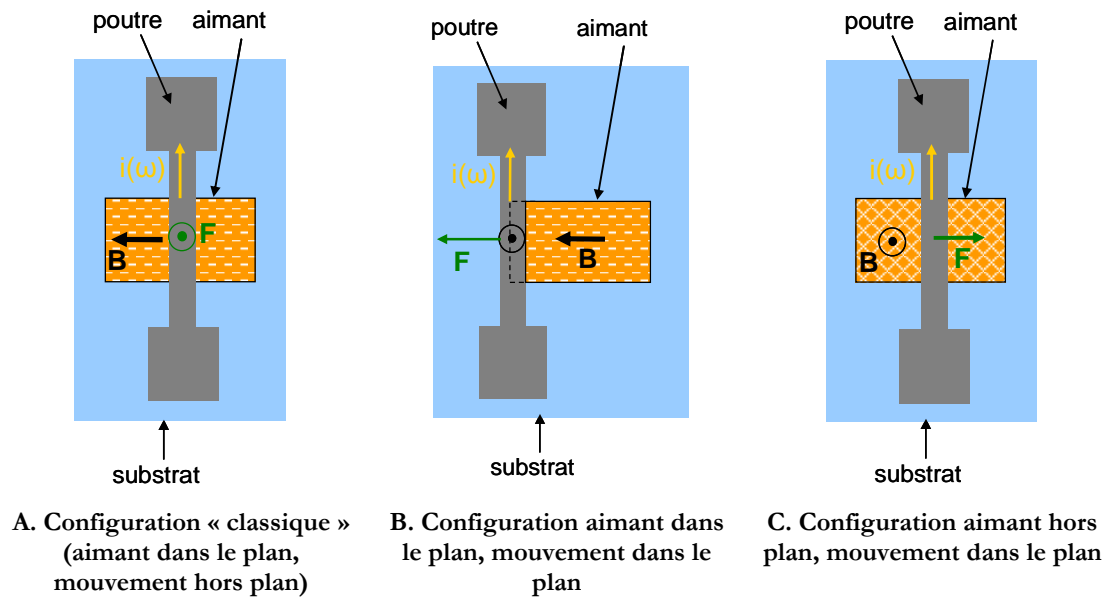


Figure 2.3-9 – Variantes possibles du résonateur avec une poutre plan (vue de haut).

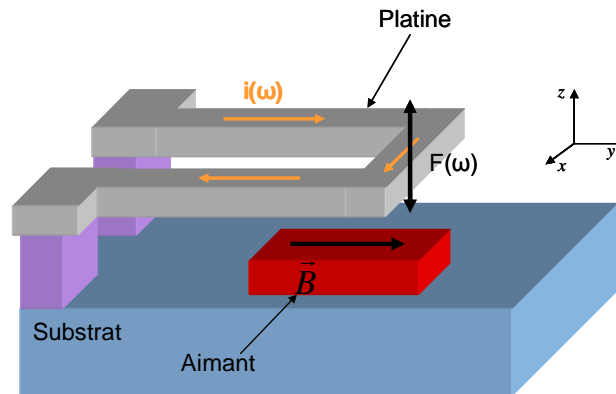


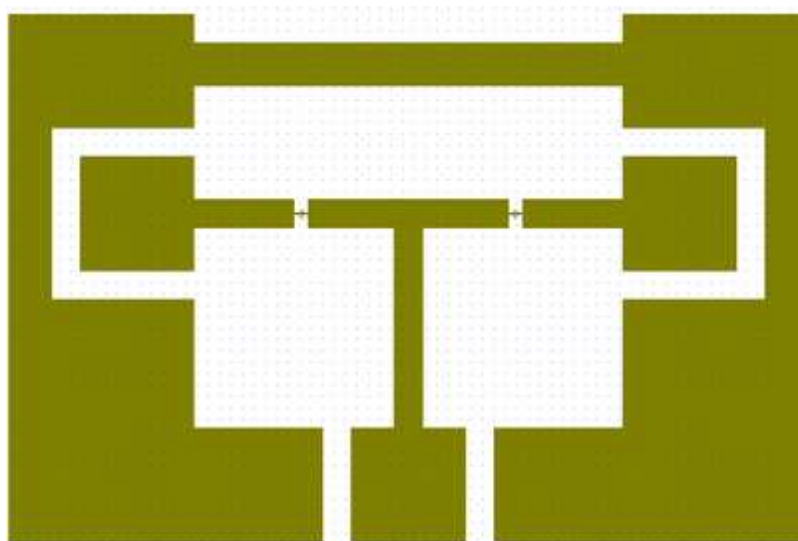
Figure 2.3-10 – Schéma d'un résonateur en U.

Nous avons dessiné au total 56 variantes de poutre sur les réticules en 200 mm et 265 variantes sur les masques en 100 mm. Chaque variation est présente avec trois configurations : un NEMS, deux NEMS en série avec un seul NEMS actif (i.e. un seul aimant intégré), deux NEMS en série avec les deux dispositifs actifs. Sur les réticules 200 mm, les NEMS en série sont dessinés systématiquement asymétriques (leur longueur varie de 1%) tandis que sur les masques en 100 mm, nous avons dessiné deux options (NEMS de même longueur et de longueur différente). Ces configurations permettent plusieurs types de mesure électrique intégrée (voir la section 4.3.3). La Figure 2.3-11 montre un exemple de dispositif dans lequel deux NEMS sont mis en série afin de permettre une mesure électrique en pont (voir section 4.3.3.3).

Le Tableau 2.3-3 donne un aperçu des différentes variantes pour chaque dispositif que nous avons dessiné sur les réticules 200 mm et les masques 100 mm. Le calcul de la Force Électro-Motrice (FEM) induite, qui sert à la détection magnétomotrice du mouvement du résonateur, est décrit à la section 4.3.3 du Chapitre 4.

**Tableau 2.3-3 – Récapitulatif des variantes des motifs et des valeurs attendues pour les nano-résonateur (empilement 200 nm) et les petits micro-résonateurs (empilement 100 nm) ( $Q = 1000$ ).**

	$L_{\text{poutre}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$W_{\text{poutre}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$L_{\text{aimant}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$W_{\text{aimant}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	emplacement	$f_0$ [MHz]	$k$ [N.m]	Déplacement à $f_0$ [nm]	FEM induite [nV]
<b>Pont 200 nm</b>	1 à 15	0,25 à 5	1 à 20	0,5 à 16	Milieu de la poutre et bord de poutre	0,6 à 135	0,8 à 143	2,66 à 0,1491	0,015 à 0,148
<b>U 200 nm</b>	2 à 17	0,25 à 5	2,5 à 25	1,25 à 17	Milieu de la poutre	1,6 à 116	0,1 à 3,4	-	-
<b>Pont 100 nm</b>	2 à 10	1,6 et 2	2 à 16	1,6 à 12	Milieu de la poutre et bord de poutre	1,35 à 34	1,15 à 115	2,66 à 2,58	0,026 à 1

**Figure 2.3-11 – Exemple de dispositif comprenant deux NEMS en série.**

## ***2.4. Conclusion sur la modélisation de l'actionnement magnétique***

### **2.4.1. Synthèse du Chapitre 2**

Ce chapitre est axé sur l'établissement des différents modèles qui nous ont permis de dimensionner les nanosystèmes que nous présentons dans cette thèse et qui sont actionnés par des multicouches magnétiques AF/FM.

La première partie du chapitre concerne la modélisation magnétique des multicouches AF/FM que nous utilisons en tant que nano-aimants. Nous avons montré que les formules analytiques basées sur l'approche coulombienne permettent de calculer de manière adéquate le champ rayonné par la couche de FeCo. Nous avons également montré que le champ magnétique généré par ces nano-aimants permet de créer, via la force de Laplace, des déplacements d'amplitude vingt fois supérieure aux déplacements générés par un champ induit par un courant circulant dans une ligne métallique de même section. Si le facteur de forme dû à la très faible épaisseur des couches a un effet important sur l'amplitude du champ magnétique rayonné, celui-ci conserve des valeurs de plusieurs dizaines de mT à une distance de 80 nm pour une épaisseur de FeCo de 50 nm.

Nous avons également présenté des formules analytiques, établies à partir de la loi de Biot et Savart, qui permettent de calculer le champ rayonné par une ligne de métal de section

rectangulaire. Nous avons comparé ces formules avec le théorème d'Ampère, et constaté qu'elles étaient beaucoup plus adaptées au cas qui nous intéresse : en effet, le principe de fonctionnement du nano-commutateur demande à ce qu'une ligne de courant, la ligne H, soit placée à proximité du nano-aimant et y génère un champ magnétique d'une magnitude supérieure à 100 Oe. Dans notre cas, le nano-aimant, d'une longueur de 2  $\mu\text{m}$  pour le plus petit, est placé à 190 nm de cette ligne H (nous considérons le haut du FM). La ligne de courant ne peut donc être considérée comme ponctuelle, et le théorème d'Ampère donne des résultats incorrects. Les formules analytiques que nous avons introduites ont donc été utilisées afin de dimensionner la ligne H, qui assure l'établissement d'un champ magnétique supérieur à 100 Oe dans le FeCo.

La deuxième partie de ce chapitre nous a permis de dimensionner le nano-commutateur. Nous y avons présenté un ensemble de configurations possibles, avant de nous focaliser sur une configuration particulière, qui est une poutre encastrée-libre en platine. Ce matériau offre le double avantage de résister au procédé de libération que nous avons sélectionné, et de pouvoir réaliser un bon contact électrique. L'épaisseur du nano-commutateur étant de 40 nm au maximum, il nous fallait tout d'abord trouver le module d'Young du platine en couche mince. Celui-ci a été déterminé par nano-indentation à 145 GPa pour une couche de 100 nm, contre un module d'Young de 177 GPa pour le matériau massif. Nous avons ensuite établi un modèle analytique permettant de calculer la force d'attraction générée entre l'aimant intégré au substrat et l'aimant reposant sur la poutre. Nous avons montré que cette force était suffisante pour attirer l'extrémité libre du cantilever au contact du substrat. De même, nous avons montré que lorsque nous inversons l'aimantation de l'aimant intégré, la force de répulsion défléchissait le cantilever loin du substrat.

La ligne permettant de chauffer l'AF au-dessus de sa température de blocage a été dimensionnée dans cette partie. Ce système de chauffage utilise les propriétés du TiN dont la faible conductivité thermique en fait une thermistance de choix. Nous avons utilisé un modèle par éléments finis résolvant l'équation de diffusion de la chaleur pour calculer la température finale du système. Nous avons établi qu'une épaisseur de 100 nm de TiN au-dessous de l'aimant, si une tension de 0,12 V est appliquée aux extrémités du système (i.e. sur les plots des lignes d'AlCu), est suffisante pour amener le FeMn au-dessus de sa température de blocage de 170°C. Nous avons utilisé une modélisation similaire pour déterminer que la lecture de l'état haut ou bas du commutateur ne perturbait pas l'état du système, à la condition de garder la tension de lecture inférieure à 10 mV.

Enfin, nous avons exposé la méthodologie que nous avons suivie pour réaliser le dimensionnement complet du nano-commutateur, incluant les lignes H et T, la thermistance, l'aimant intégré au substrat, et l'aimant supérieur reposant sur le cantilever.

La dernière partie de ce chapitre s'est focalisée sur la modélisation magnéto-mécanique du nano-résonateur, qui utilise la force de Laplace générée par l'interaction du champ magnétique rayonné par un multicouche AF/FM avec un courant alternatif circulant dans une poutre libre. À partir des équations de la dynamique, nous avons montré comment la fréquence de résonance et la masse efficace du système étaient calculées. Nous avons également montré que la masse efficace dépendait de l'emplacement de l'aimant sous la poutre. L'actionnement magnétique que nous proposons dans cette thèse a pour particularité de pouvoir être associé à un système d'actionnement thermo-magnétique qui permet d'annuler le champ magnétique rayonné par l'aimant intégré sous la poutre. En combinant plusieurs de ces aimants associés à leur système de commutation, la masse efficace de la poutre peut être modifiée, tout comme cela se fait pour l'actionnement électrostatique [91].

Nous avons également explicité le calcul de la déflexion du nano-commutateur qui, à la résonance, est proportionnelle à sa déflexion statique. Nous avons donc calculé le profil de déformation de la poutre, en partant de l'hypothèse que la force de Laplace correspond à une force distribuée uniformément sur un segment. Enfin, nous avons donné les dimensions et les

résultats attendus des nano-résonateurs que nous nous proposons de fabriquer par la suite, et qui peuvent théoriquement atteindre une fréquence de résonance de plus de 100 MHz.

### 2.4.2. Améliorations et perspectives

Plusieurs améliorations peuvent être apportées aux modèles que nous avons présentés dans le Chapitre 2. La modélisation du nano-commutateur aussi bien que celle du nano-résonateur considère uniquement les forces magnétiques. Cependant, les gaps entre les structures mécaniques et le substrat étant de quelques dizaines de nanomètres, des forces de proximités apparaissent, qu'il convient éventuellement de considérer. Ces forces résultent de l'interaction à distance des atomes les uns avec les autres. Dans un régime à longue portée (lorsque les matériaux sont à des distances supérieures aux distances atomiques), il s'agit des forces de Casimir. Celle-ci sont souvent expliquées « avec les mains » comme résultant des fluctuations quantiques du vide [92]. Une collaboration a été menée pour étudier ce point avec Inés Cervero-Peláez et Astrid Lambrecht du laboratoire Kastler Brossel [93]. Duraffourg et al ont démontré que la force de Casimir avait une influence non négligeable sur le comportement de certains NEMS [94] [95].

Outre l'intégration des forces présentées ci-dessous à nos modèles, une deuxième amélioration du modèle du nano-commutateur consiste à tenir compte de la modification des conditions aux limites du cantilever, qui, lorsqu'il entre en contact avec le substrat, provoque une réaction du support et diminue d'autant la force de contact. Cette étude est en cours au laboratoire G2Elab, où un doctorant travaille sur un modèle par éléments finis du nano-commutateur [96]. L'intégration idéale de ce modèle à un logiciel de modélisation commercial devrait permettre de faire varier le nombre et la direction d'aimantation des multicouches magnétiques (dans le plan ou hors plan), ainsi que la dimension et la position des éléments intégrés. Un choix de géométries devrait idéalement être proposé (poutre en U, membranes...).

Enfin, notre modèle ne considère pas l'effet pull-in, qui apparaît lorsque la force magnétique prend le pas sur la force élastique. Nous n'avons pas abordé la problématique de la dynamique du nano-commutateur, incluant le temps de retournement de l'aimantation (inférieur à 1 ns) ainsi que le régime transitoire de commutation. Ce temps de commutation est un paramètre essentiel du cahier des charges du nano-commutateur (voir section 3.1).

## Chapitre 3. Nano-commutateur magnétique

### *Présentation du chapitre*

Ce chapitre traite uniquement du nano-commutateur magnétique. À partir de l'état de l'art présenté dans le premier chapitre, nous donnons un cahier des charges auquel le nano-commutateur devra répondre.

Nous présentons dans un deuxième temps l'empilement technologique que nous avons défini pour la fabrication du commutateur sur la plate-forme technologique du LETI. Cet empilement permet d'intégrer des couches AF/FM avec un nanosystème, ce qui n'a jamais été réalisé à notre connaissance. Nous présentons à cette occasion les contraintes technologiques dont il a fallu tenir compte lors du dimensionnement du nano-commutateur décrit dans le chapitre 2. Nous présentons également le dimensionnement de motifs de tests électriques paramétriques : ceux-ci permettent de s'assurer, au cours et à la fin de la fabrication, de la valeur de certains paramètres matériaux et de la bonne marche du procédé de fabrication. Ces motifs ont permis de dévoiler, à environ un tiers de l'empilement technologique, que la fabrication du nano-commutateur s'est heurtée à un problème technologique : un dépôt métallique s'est mal effectué dans des caissons d'oxyde, ce qui a par la suite empêché une reprise de contact électrique. Nous avons donc travaillé sur ce problème et nous exposons les résultats obtenus.

Dans la troisième section, nous abordons la problématique du contact électrique du nano-commutateur. Après une revue de la théorie du contact et une présentation de la valeur de quelques contacts électriques typiques des MEMS, nous présentons un modèle de résistance de constriction en deux dimensions. Il s'agit d'un modèle amélioré par rapport aux modèles existants, que nous avons validé expérimentalement avec la fabrication de structures tests. Ces structures nous ont également permis de revenir sur la problématique de l'évolution des paramètres matériaux en couche mince, particulièrement sur l'évolution de la résistivité en fonction de l'épaisseur des matériaux. Nous comparons nos données expérimentales avec le modèle de Mayadas-Fuchs-Sondheimer et constatons que la théorie décrit correctement l'expérience. Enfin, nous mettons à profit les points que nous avons abordés dans cette section pour donner une estimation de la résistance de contact du nano-commutateur tel que nous l'avons dimensionné.

Dans la dernière section de ce chapitre nous revenons sur le cahier des charges établi en 3.1 afin de voir comment notre commutateur y répond. Nous présentons également brièvement des dispositifs que nous avons réalisés en vue d'approfondir la problématique du contact électrique, mais que nous n'avons pas pu exploiter dans le cadre de cette thèse.

### 3.1. Cahier des charges du nano-commutateur

Les applications potentielles du nano-commutateur, qui ont été présentées dans la section 1.4.1.1 du Chapitre 1, nous ont permis de dresser un cahier des charges générique que nous détaillons au Tableau 3.1-1 [97]. Nous y reviendrons dans la conclusion de ce chapitre afin de voir dans quelle mesure le dispositif proposé peut y répondre.

**Tableau 3.1-1 – Cahier des charges du nano-commutateur.**

Dimension totale	$< 100 \times 100 \mu\text{m}^2$
Temps de commutation	<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ 10 – 100 <math>\mu\text{s}</math> (power gating)</li> <li>▪ 10s – 100s ns (DC/DC)</li> </ul>
Tension d'actionnement	$< 3 \text{ V}$ (5 V max)
Consommation commutation	?
Consommation maintien	$\ll \mu\text{A}$
Résistance de contact à l'état ON	$0,1 < R_{\text{ON}} < 100 \Omega$
Capacité parasite	$< \text{pF}$

- (1) Le temps de commutation sera limité par la mécanique du système, car le temps de retournement de l'aimantation de la couche de commutation est très faible ( $< 1 \text{ ns}$ , voir section 1.5.3).

### 3.2. Process de fabrication du nano-commutateur

Dans l'option de l'intégration large échelle pré-industrielle, il a été décidé de fabriquer le nano-commutateur sur des plaques de 200 mm en utilisant la plate-forme technologique du LETI. La définition de l'empilement technologique s'est donc faite en coordination avec les spécialistes technologiques du LETI et en tenant compte des contraintes spécifiques aux salles de fabrication. Nous présentons dans le paragraphe 3.2.1 les choix technologiques qui ont été faits, et le cas échéant, l'influence de ces choix sur le dimensionnement du nano-commutateur. Nous présentons ensuite l'empilement qui a été retenu après un travail itératif (3.2.2). Nous avons décidé d'intégrer aux dispositifs fonctionnels des motifs de tests électriques paramétriques afin de pouvoir contrôler certains paramètres physiques comme la résistivité ou les résistances de contact. Le dimensionnement de ces motifs est décrit à la section 3.2.3. Enfin, bien que la fabrication du nano-commutateur n'ait pu être réalisée dans le temps de cette thèse, nous présentons dans la dernière section de cette partie des résultats technologiques intermédiaires (3.2.4).

#### 3.2.1. Contraintes technologiques

##### 3.2.1.1. Influence sur le dimensionnement

Certaines contraintes technologiques ont eu une influence directe sur le dimensionnement du nano-commutateur. Le design et l'empilement que nous avons adoptés ne sont peut-être pas des plus optimaux, mais ils résultent d'un compromis qui tient compte du coût et du temps de fabrication. Le but de cette thèse était en effet de prouver le concept de l'actionnement d'un nano-commutateur bistable par des multicouches magnétiques AF/FM, et non d'optimiser le dispositif.

La première contrainte a été le choix de la lithographie, qui a arrêté une dimension critique minimale. Nous avons en effet décidé d'utiliser une **lithographie en ultra violet profond** (DUV pour *Deep UltraViolet*) plutôt qu'une lithographie par faisceau d'électrons, qui nous aurait permis d'atteindre des dimensions de 30 nm (en standard pour une ligne isolée). Ce choix a été orienté par la contrainte de temps à laquelle nous étions soumis, car la lithographie à faisceau d'électron étant un procédé séquentiel (le faisceau d'électron doit tracer les motifs un à un), la machine DUV (utilisant elle un procédé parallèle) était plus disponible. La machine utilisée sur la plateforme du LETI étant un ASM 300, la plus petite dimension nominale est de 250 nm. L'alignement nominal est quant à lui de  $\pm 125 \text{ nm}$ . L'aimant supérieur reposant sur la poutre,

nous avons donc été forcés de lui imposer une dimension de 250 nm de large, ce qui a conduit à une largeur de poutre de 500 nm ( $250 \text{ nm} \pm 125 \text{ nm}$  de désalignement). Dans le dimensionnement du nano-commutateur, effectué à la section 2.2.6, nous pouvons donc jouer uniquement sur la longueur de l'aimant  $L_a$  et la longueur de la poutre  $L_{poutre}$  (voir Figure 3.2-1).

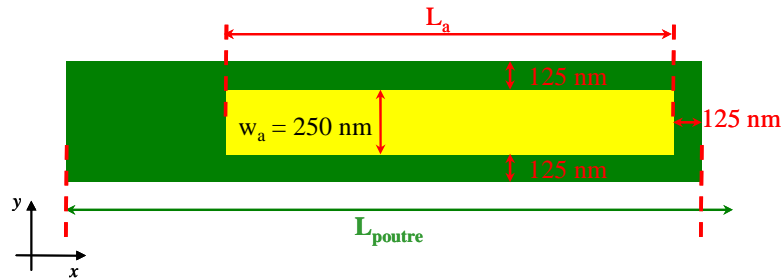


Figure 3.2-1 – Dimension latérale de l'aimant et de la poutre.

Le deuxième choix technologique a été de **limiter au maximum le nombre de niveaux de masques**, afin de limiter le coût (un réticule pour l'ASM 300 pouvant coûter jusqu'à 5500 €) et le temps de fabrication (chaque niveau supposant en moyenne un dépôt, une lithographie, une gravure et un stripping). Nous avons donc décidé de mettre les **lignes métalliques**, c'est-à-dire de chauffage (ligne T) et de retournement de l'aimantation (ligne H) **sur le même niveau**. Cela nous a conduits à choisir la géométrie présentée à la Figure 3.2-2, où la ligne T est scindée en deux par la ligne H : elles sont séparées de 500 nm (nous avons choisi une marge confortable par rapport à la dimension critique de la lithographie de 250 nm). Pour la même raison de limitation du nombre de niveaux de masques, nous avons opté pour la **lecture de l'état du commutateur via la ligne T**, comme cela est décrit à la Figure 2.2-19 p. 67. Nous avons donc dû nous assurer que le choix du TiN comme matériau chauffant et cependant conducteur était adéquat (2.2.4) et que le courant de lecture ne changeait pas l'état du commutateur (2.2.5). Enfin, nous nous sommes limités dans le nombre de dispositifs afin de pouvoir mettre quatre niveaux de masques sur un même réticule. Nous avons donc sélectionné 40 variations de dispositifs pour le nano-commutateur, chacune étant répétée deux fois sur le masque.

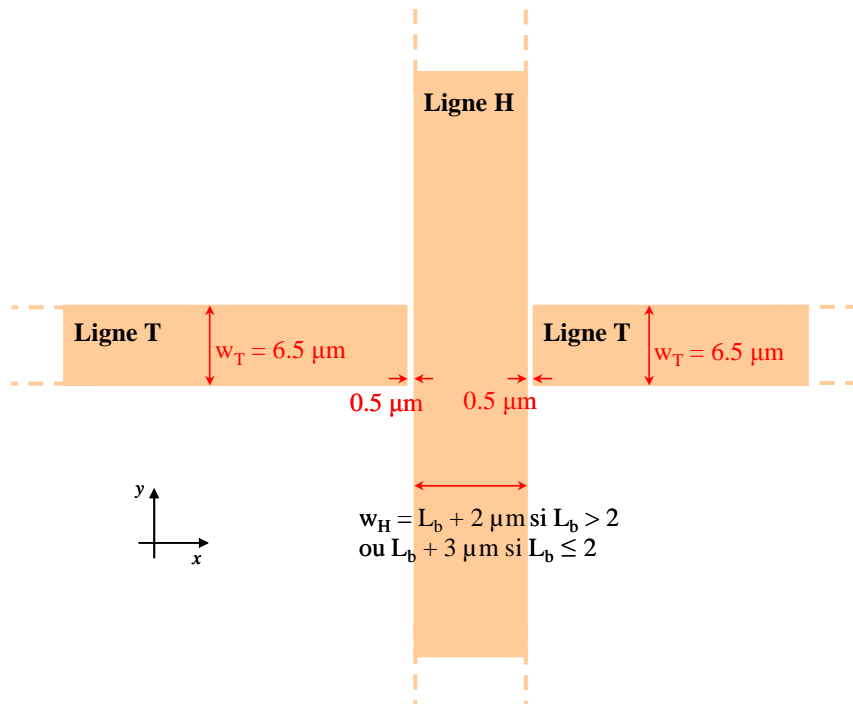


Figure 3.2-2 – Disposition des lignes H et T.



La dernière contrainte ayant une influence sur le dimensionnement était la composition des empilements magnétiques, et le fait d'avoir l'aimant supérieur reposant sur la poutre de platine. Cela nous a conduits à avoir un gap entre les deux aimants de 175 nm, dont seulement 50 nm dus au gap à proprement parler entre la partie mobile et le substrat. Le dimensionnement a donc tenu compte de cette distance incompressible de 125 nm entre les deux aimants, qui diminue d'autant les forces magnétiques.

### 3.2.1.2. Influence dans le choix des procédés technologiques

La température était le paramètre le plus contraignant dans le choix des matériaux et des procédés utilisés. En effet, la présence de couches magnétiques (après le niveau 3 de lithographie) impose une limite en température à environ 250°C. Cette température correspond à la température de référence prise habituellement pour les ferromagnétiques doux afin de maintenir une aimantation coercitive raisonnable [98].

L'intégration des couches AF/FM n'ayant jamais été réalisée pour un microsystème, il a fallu tout d'abord trouver un procédé de libération de la structure mobile qui soit compatible avec les matériaux magnétiques. Le procédé de libération typique pour les NEMS est l'utilisation d'une couche d'oxyde en tant que couche sacrificielle, et d'une libération en acide fluorhydrique (HF) vapeur, afin de s'affranchir des problèmes de stiction observés pour le HF en phase liquide. Cependant, le HF gravant le fer (matériau de base pour les couches magnétiques), il nous a fallu trouver un procédé de libération différent.

La première option était l'encapsulation des aimants dans du Pt ou de l'AlSi par exemple, mais cela aurait rajouté des niveaux à notre empilement et augmenté les dimensions latérales à cause des problèmes de désalignement. Nous avons porté notre préférence sur un procédé de libération alternatif, utilisant du difluorure de xénon ( $\text{XeF}_2$ ) en phase vapeur, et donc adéquat pour la libération de petits gaps. Ce gaz, qui a priori ne grave pas les matériaux magnétiques (voir Tableau 3.2-1), a déterminé le choix du matériau de la couche sacrificielle et celui supportant l'aimant supérieur, qui devait résister à l'attaque du  $\text{XeF}_2$  tout en assurant un bon contact électrique. La section 4.2.1.4 détaille les caractéristiques de cette gravure  $\text{XeF}_2$ , utilisée également pour la libération des nano-résonateurs.

Nous avons opté pour l'utilisation du titane en tant que couche sacrificielle : ce métal peut être déposé à 100°C et n'est pas trop contraint (contrairement au tungstène par exemple). Il permet aussi d'épaissir par dessous les plots métalliques de reprise de contact. Quant au matériau mécanique, nous avons choisi le platine, car celui-ci, ne s'oxydant pas, permet un bon contact électrique.

**Tableau 3.2-1 – Récapitulatif de la tenue de certains matériaux à la gravure  $\text{XeF}_2$  (les matériaux en italique sont ceux utilisés pour les couches magnétiques).**

<i>Matériau</i>	<i>Gravé</i>	<i>Source</i>
Al	Non	Essai
$\text{SiO}_2$	Non	Essai
Pt	Non	Essai
<i>Ni</i>	Non	[99]
<i>Fe</i>	Non ?	[100]
<i>Co</i>	Non ?	[100]
<i>Ir</i>	Non ?	[100]
<i>Mn</i>	Non ?	[100]
Si	Oui	Essai
Ru	Oui	Essai
Ti	Oui	Essai
W	Oui	[99]
Mo	Oui	[99]

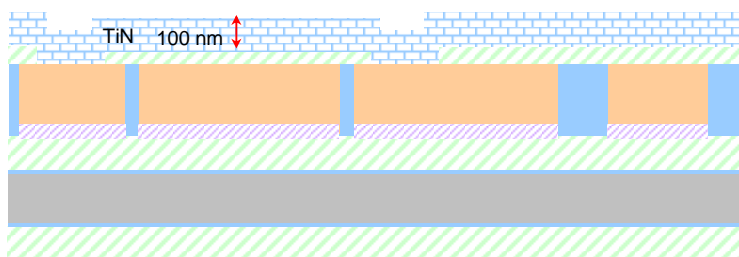
[100] Le brevet présenté en référence indique que les éléments des colonnes 4 à 6 du tableau périodique des éléments peuvent être utilisés comme composants de la couche sacrificielle. Nous en déduisons donc Mn (colonne 7), Fe (colonne 8), Co et Ir (colonne 9) ne devraient pas être gravé par le  $\text{XeF}_2$ , à la différence de Mo (colonne 6)

### 3.2.2. Empilement retenu

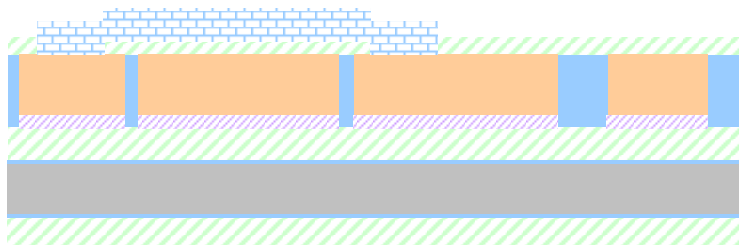
L'empilement retenu est présenté ci-dessous, avec à chaque figure la description des étapes technologiques et les commentaires associés.

Tableau 3.2-2 – Empilement technologique pour la fabrication du nano-commutateur.

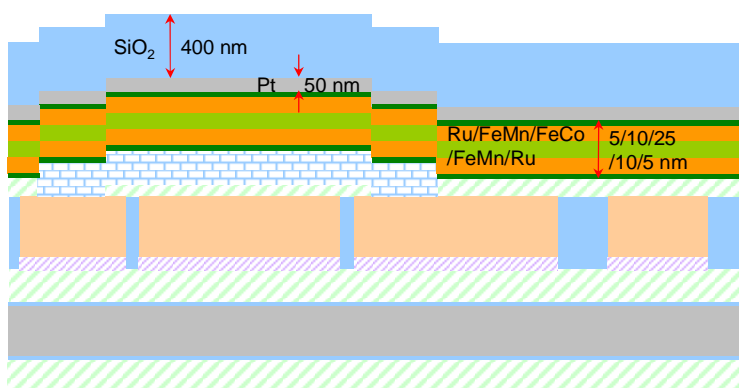
Vue en coupe de la plaque	Étapes
	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Oxydation des plaques de 10 nm</li> <li>2. Marquage</li> <li>3. Dépôt <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math> 200 nm (LPCVD). Ce dépôt sert d'une part à isoler les lignes métalliques du silicium, et d'autre part à nettoyer la face arrière des plaques pour les décontaminer</li> </ol>
	<ol style="list-style-type: none"> <li>4. Dépôt <math>\text{SiO}_2</math> 2,2 <math>\mu\text{m}</math> (TEOS)</li> <li>5. Lithographie : masque 1 (définition des lignes de courant H et T)</li> <li>6. Gravure <math>\text{SiO}_2</math>, arrêt sur <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math></li> <li>7. Stripping résine</li> </ol>
	<ol style="list-style-type: none"> <li>8. Dépôt Ti 40 nm (couche d'accroche pour le dépôt d'AlCu, qui se fait dans le même bâti)</li> <li>9. Dépôt AlCu 2,5 <math>\mu\text{m}</math> (PVD - pulvérisation) : ce procédé a été modifié, voir la section 3.2.4.2</li> </ol>
	<ol style="list-style-type: none"> <li>10. CMP AlCu, arrêt sur <math>\text{SiO}_2</math></li> <li>11. Dépôt <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math> 100 nm (LPCVD)</li> <li>12. CMP partielle sur <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math>, avec épaisseur finale de <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math> d'environ 50 nm (cette CMP permet de combler un éventuel dishing)</li> </ol>
	<ol style="list-style-type: none"> <li>13. Lithographie : masque 2 (ouverture du <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math> pour faire la reprise de contact)</li> <li>14. Gravure <math>\text{Si}_3\text{N}_4</math>, arrêt AlCu</li> <li>15. Stripping résine</li> </ol>



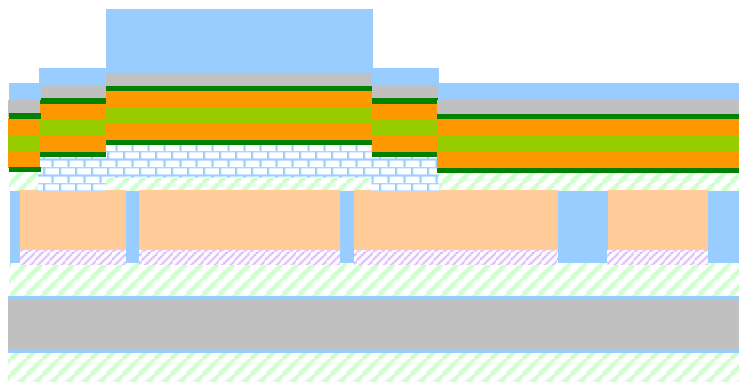
16. Dépôt TiN 100 nm (plus une couche d'accroche de 5 nm de Ti)



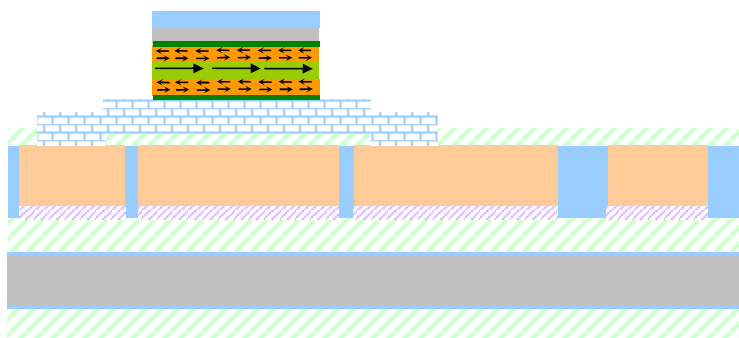
17. Lithographie : masque 3 (définition de la couche TiN qui sert de thermistance)  
 18. Gravure TiN, arrêt  $\text{Si}_3\text{N}_4$   
 19. Stripping résine  
 20. Tests électriques paramétriques (voir les section 3.2.4.1 et 3.2.4.3)



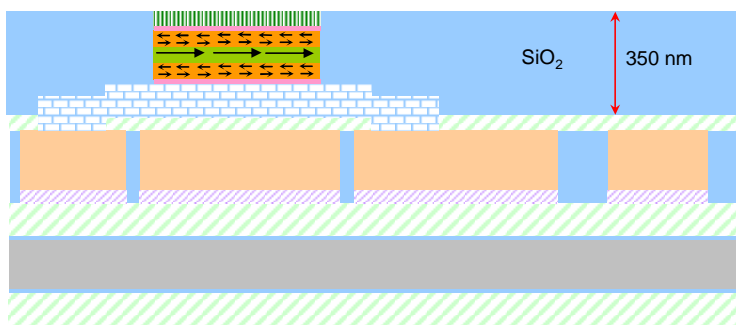
21. Dépôt des couches magnétiques {Ru + FeMn + FeCo + FeMn + Ru} (ce dépôt se fait par l'entreprise Crocus Technology [72])  
 22. Recuit sous champ (effectué par Crocus Technology)  
 23. Dépôt Pt 50 nm  
 24. Dépôt  $\text{SiO}_2$  400 nm



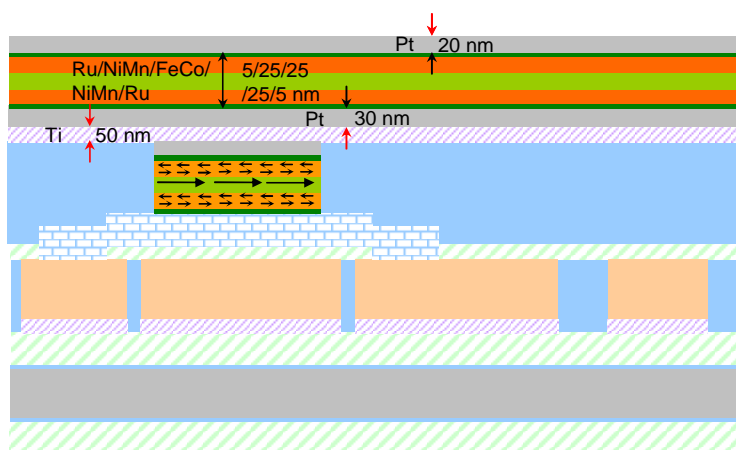
25. Lithographie dégage marque + gravure IBE + stripping  
 26. Lithographie: masque 4 (définition de l'aimant intégré)  
 27. Gravure partielle  $\text{SiO}_2$   
 28. Stripping résine



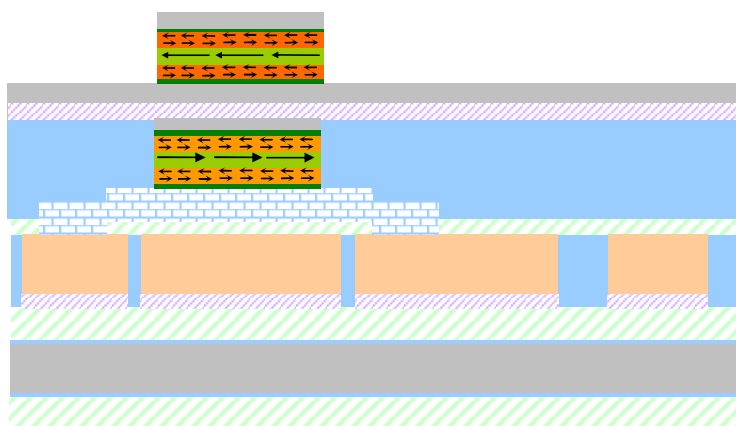
29. Gravure IBE aimant intégré (arrêt TiN et SiN)



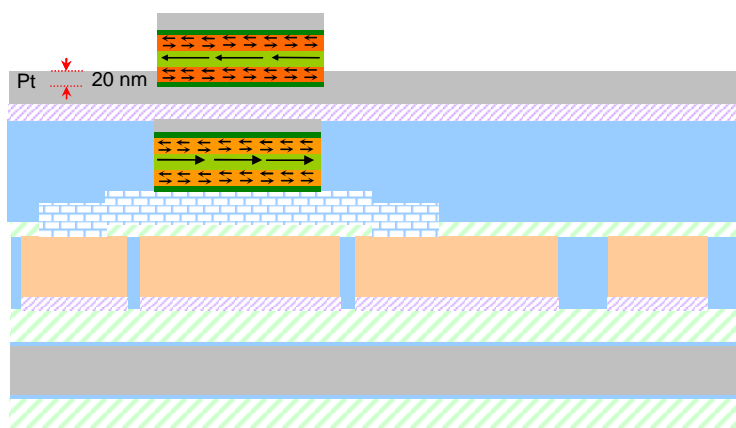
- 30. Dépôt 350 nm de SiO<sub>2</sub> (basse température)
- 31. CMP SiO<sub>2</sub>, arrêt Pt



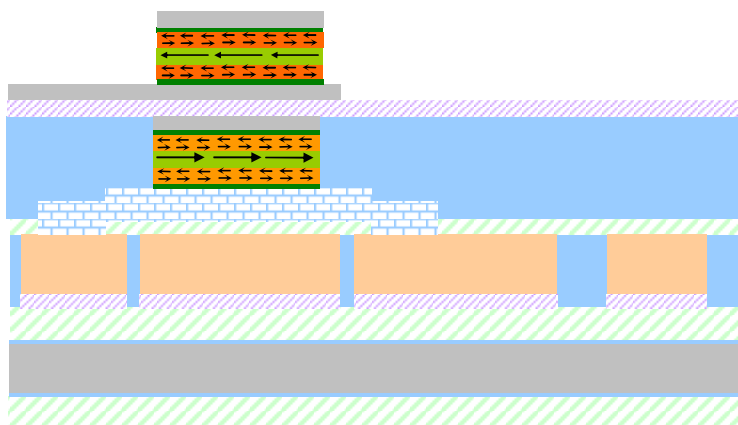
- 32. Dépôt Ti 50 nm (couche sacrificielle)
- 33. Dépôt Pt 20 nm
- 34. Dépôt {Ru + NiMn + FeCo + NiMn + Ru} (effectué par Crocus Technology)
- 35. Recuit sous champ (effectué par Crocus Technology)
- 36. Split 1 : dépôt de Pt 20 nm sur la moitié 1 des plaques



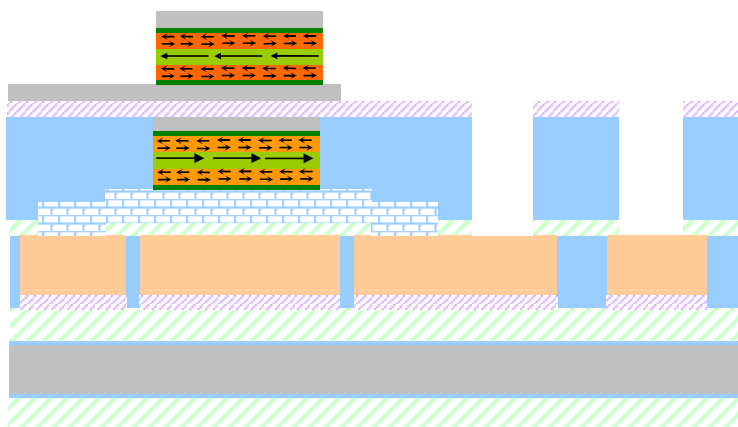
- 37. Lithographie dégage marque + gravure IBE + Stripping
- 38. Lithographie masque 5 (définition de l'aimant mobile) (avec fluage de la résine)
- 39. Gravure IBE Pt + Ru + NiMn + FeCo + NiMn + Ru, arrêt sur la deuxième couche de Pt
- 40. Stripping résine



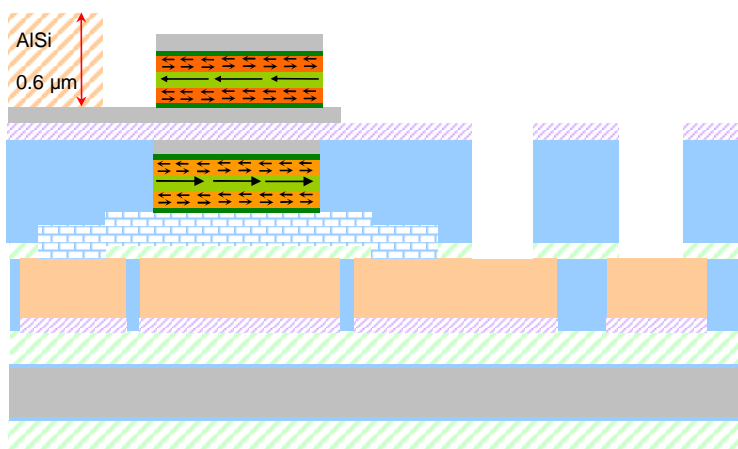
- 41. Split 2 : dépôt 20 nm de Pt sur la 2<sup>ème</sup> moitié des plaque



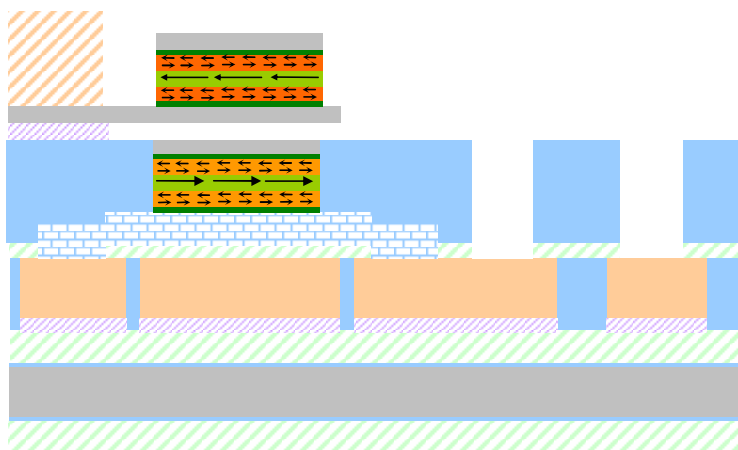
- 42. Lithographie : masque 6 (définition poutre + encastrement)
- 43. Gravure IBE du Pt, arrêt sur Ti
- 44. Stripping résine



- 45. Lithographie : masque 7 (ouverture des reprises de contact)
- 46. Gravure Ti + SiO<sub>2</sub> + Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, arrêt AlCu
  - a. Gravure IBE pour enlever le Ti
  - b. Puis BOE (solution HF liquide tamponnée) pour enlever le SiO<sub>2</sub>
  - c. Puis IBE à nouveau pour enlever le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>
- 47. Stripping



- Remarques : les étapes 48 à 52 se font au cas où l'empilement Pt/Ti serait trop fin pour une reprise de contact électrique avec des pointes<sup>11</sup>
- 48. Dépôt AlSi
  - 49. Lithographie dégaze marque + gravure IBE + Stripping
  - 50. Lithographie : masque 8 (Métallisation plot de contact)
  - 51. Gravure AlSi, arrêt sur Pt, Ti ou AlCu
  - 52. Stripping



- 53. Libération : gravure au temps du Ti avec XeF<sub>2</sub>

<sup>11</sup> Cela ne s'est pas avéré nécessaire dans le cas des nano-résonateurs.

### 3.2.3. Tests électriques paramétriques

En sus des dispositifs « nano-commutateur » et « nano-résonateur », nous avons dessiné sur les masques des motifs de tests électriques paramétriques. Ceux-ci sont destinés à valider, en cours de fabrication et à la fin de la fabrication, la valeur des paramètres matériaux. De plus, ils permettent de revenir sur la modélisation des dispositifs en utilisant des paramètres correspondant aux structures effectivement réalisées (voir les sections 2.2.3.1 et 3.3.3.4 sur l'influence de la réduction des dimensions sur les paramètres matériaux). Ces tests sont faits de manière automatique, sur une station de tests Accretech UF200A pilotée par Gamme 3, un logiciel développé au LETI. Nous avons prévu, outre deux modules de 16 plots permettant la vérification du contact électrique avec les pointes du banc de test, deux modules de mesures (Figure 3.2-3). Le Tableau 3.2-4 présente le détail des motifs de mesure et les résultats attendus, calculés grâce aux formules présentées dans le Tableau 3.2-3.

**Tableau 3.2-3 – Formules pour calculer les valeurs des motifs de tests électriques paramétriques.**

Motif	Formule ( $L$ correspond à la longueur du motif, $w$ à sa largeur et $t$ à son épaisseur. $\rho$ représente la résistivité électrique, $\epsilon_0$ la permittivité du vide et $\epsilon_r$ la permittivité relative du matériau)
Serpentin [Ω]	$R_s = \frac{\rho L_s}{w_s t_s}$
Peigne [F]	$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{d}$
Delta-cotes [Ω]	$R_i = \frac{\rho L_i}{w_i t_i} \Bigg)_{i=1,2} \Rightarrow \Delta w = \frac{w_2 R_2 - w_1 R_1}{R_2 - R_1}$ ( $\Delta w$ représente la surgravure latérale)
Kelvin [Ω]	Valeur indicative de la résistance de contact entre deux niveaux
Capacité [F]	$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{d}$
Van der Pauw [Ω]	$R_{vap} = \frac{\pi}{\ln 2} \left( \frac{V_1/i_1 + V_2/i_2}{2} \right)$ ( $V_1, i_1$ et $V_2, i_2$ sont obtenus par deux mesures 4 pointes avec permutation circulaire des plots)

### 3.2.4. Résultats

#### 3.2.4.1. Résultats des premiers tests électriques paramétriques

Le process détaillé à la section 3.2.2 s'est déroulé jusqu'au niveau 3 (étape 20), après lequel nous avons effectué la série de tests électriques paramétriques prévue au Tableau 3.2-4. La Figure 3.2-4 montre les résultats types obtenus sur les plaques : les puces en vert signifient que les mesures correspondent à la moyenne, les valeurs en blanc ou en noir correspondent à des mesures hors échelles.

La tension aux bornes des motifs serpents donne une mesure moyenne de 15,162 mV (Figure 3.2-4, gauche) pour un courant de 1 mA (mesure 4 pointes). Cela correspond à une résistance de 15,162 Ω, ce qui est proche de la valeur attendue (10 Ω, voir Tableau 3.2-4).

Par contre la résistance de contact entre l'AlCu et le TiN (motif 1.3) n'est pas mesurable (Figure 3.2-4, droite). Les modules tests de 16 plots rejetant tout doute sur le contact électrique de la plaque avec les pointes, nous avons effectué des mesures complémentaires sur les motifs nano-commutateurs (entre les plots de la ligne T), qui nous ont confirmé l'absence de contact électrique entre l'AlCu et le TiN.

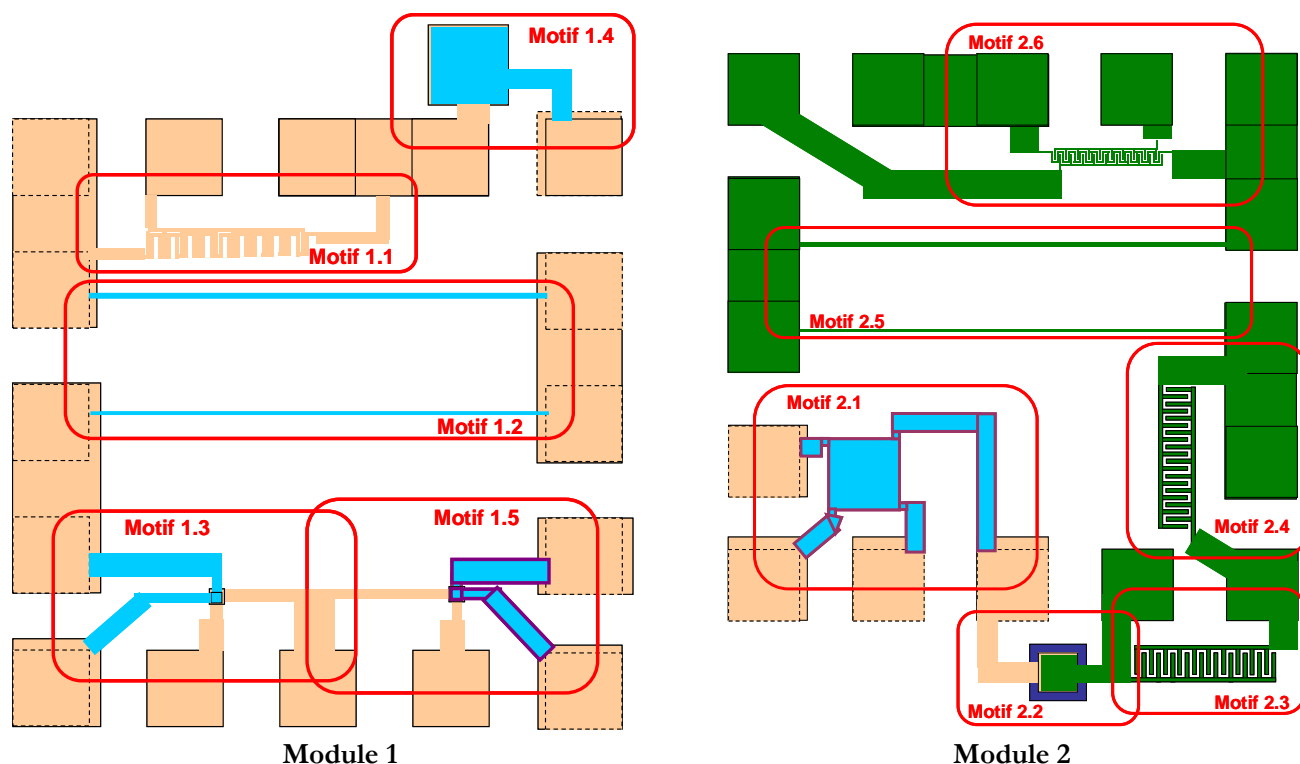


Figure 3.2-3 – Vue générale des modules de tests électriques paramétriques.

Tableau 3.2-4 – Résumé des motifs de tests électriques paramétriques et des résultats attendus.

Nom du motif	Nature	Paramètre testé	Occurrence	Résultats attendus
Motif 1.1	Serpentin + peigne	Continuité des lignes électriques Isolement des lignes H et T	Niveau 3	$R_{\text{serpentin}} = 10 \, \Omega$ $C_{\text{serpentin/peigne}} = 0,61 \, \text{pF}$
Motif 1.2	Delta-cotes	Résistivité et surgravure Ti/TiN	Niveau 3	$R_1 = 1377 \, \Omega$ et $R_2 = 689 \, \Omega$
Motif 1.3	Kelvin	résistance de contact entre AlCu et TiN	Niveau 3	À déterminer
Motif 1.4	Capacité	l'isolement entre TiN et AlCu de la ligne H par le SiN	Niveau 3	$C = 17,26 \, \text{pF}$
Motif 1.5	Kelvin	résistance de contact entre AlCu, TiN, l'empilement magnétique et le Ru	Niveau 7	À déterminer
Motif 2.1	Van der Pauw	Résistivité de l'empilement TiN/magnétique/Ru	Niveau 7	$R = 0,6 \, \Omega$
Motif 2.2	Capacité	l'isolement entre l'AlCu des lignes électriques et la couche Ti/Ru (via le SiO <sub>2</sub> )	Niveau 7	$C = 1,39 \, \text{pF}$
Motif 2.3	Peigne	surgravure du Ti lors de la libération	Après libé	$C = 0,017 \, \text{pF} \sim 0$
Motif 2.4	Peigne	surgravure du Ti lors de la libération	Après libé	$C = 0,04 \, \text{pF} \sim 0$
Motif 2.5	Delta-cotes	résistivité et de la surgravure de Ti/Ru/Empilement magnétique	Après libé	$R_1 = 23 \, \Omega$ et $R_2 = 12 \, \Omega$
Motif 2.6	Serpentin + peigne	continuité de la ligne Ti/Ru/Empilement magnétique avec un serpentin + mesure de l'isolation avec deux peignes (validation de la gravure)	Après libé	$R_{\text{serpentin}} = 3,9 \, \text{k}\Omega$ $C_{\text{serpentin/peigne}} = 0,87 \, \text{fF} \sim 0$

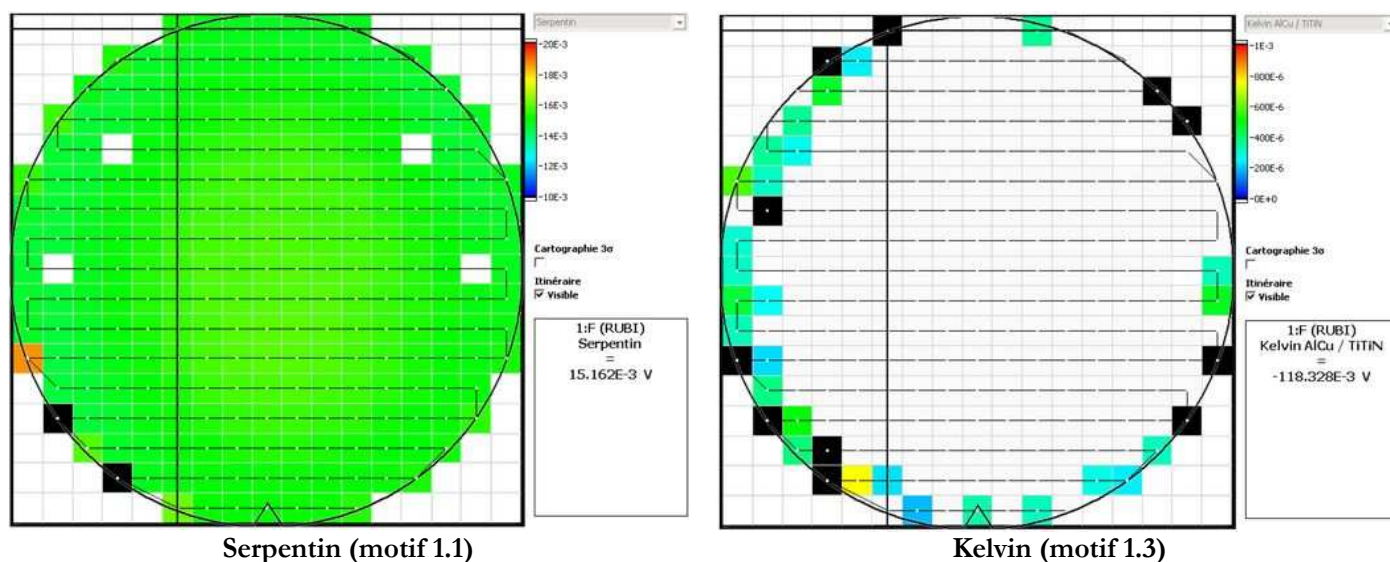


Figure 3.2-4 – Résultats des premiers tests électriques paramétriques.

Nous avons donc effectué une observation *in-situ*, en coupant localement les plaques grâce à un faisceau d'ion (FIB pour *Focused Ion Beam*) et une observation MEB. Les images obtenues sont montrées à la Figure 3.2-6. Les dispositifs présentent deux défauts :

- Des dépôts de matériau granulaire le long des lignes métalliques. Ce matériau correspond à des grains d'AlCu qui ont été rugosifiés par la CMP ;
- La présence d'une couche de SiN qui aurait dû être entièrement gravée au niveau 3. Il est normal que cette couche soit présente au-dessus de la ligne H (elle était prévue comme isolation entre cette ligne et le TiN au-dessus), par contre, elle aurait dû être gravée pour permettre la reprise de contact entre la thermistance en TiN et les lignes T (voir la vue platonicienne Figure 3.2-5 et les coupes MEB Figure 3.2-6). La couche de SiN apparaît plus clairement lorsque l'on zoome sur les images comme nous le faisons sur la Figure 3.2-7). Cette couche empêche donc le contact électrique entre le TiN et l'AlCu, ce qui explique les résultats des tests paramétriques. Elle est due au fait que les cavités d'oxyde ont été mal remplies par l'AlCu : le niveau de celui-ci étant plus bas que le niveau de SiO<sub>2</sub>, le SiN n'a pas été touché par la CMP, et il en est donc resté 60 nm après la gravure de 40 nm (voir étapes 11 et 12 de l'empilement). L'étude du remplissage des caissons de SiO<sub>2</sub> a donc fait l'objet d'un travail à part entière, développé à la section suivante.

La solution évidente à ce problème était de réaliser les lignes métalliques *avant* de déposer l'oxyde, puis d'aplanir la structure par CMP. Cependant, cela nécessitait de réaliser un nouveau masque lithographique, avec une polarité inversée, car nos dimensions ne nous permettaient pas d'utiliser une résine négative. Cependant, la réalisation de ce nouveau masque était trop coûteuse : nous avons donc décidé de garder l'enchaînement des étapes et de travailler sur le remplissage des caissons par l'AlCu.



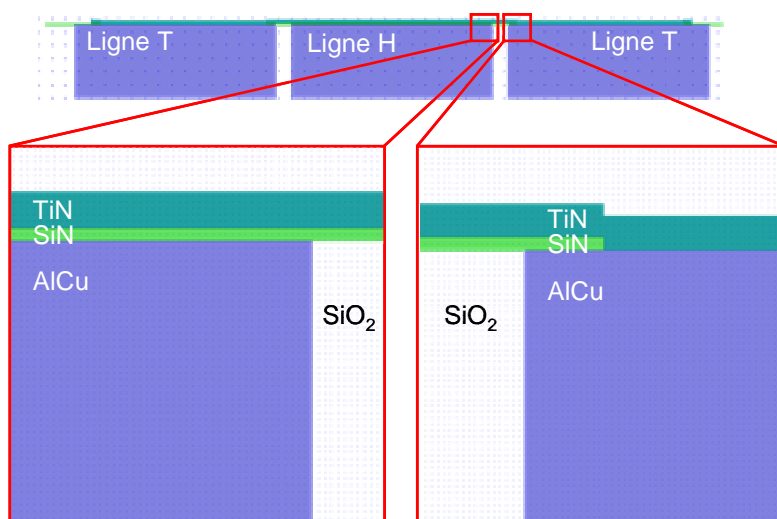
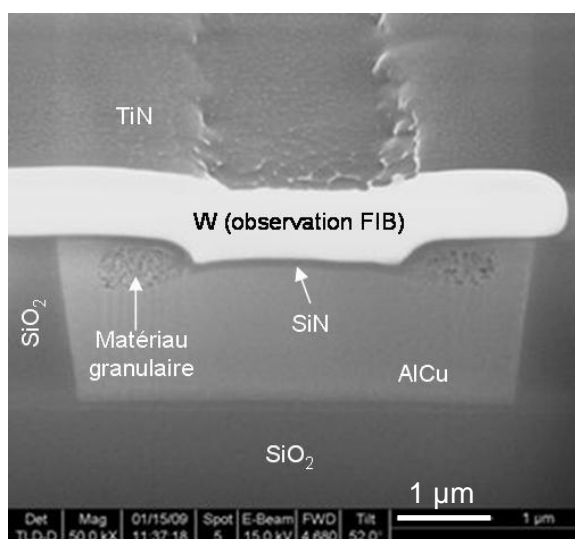
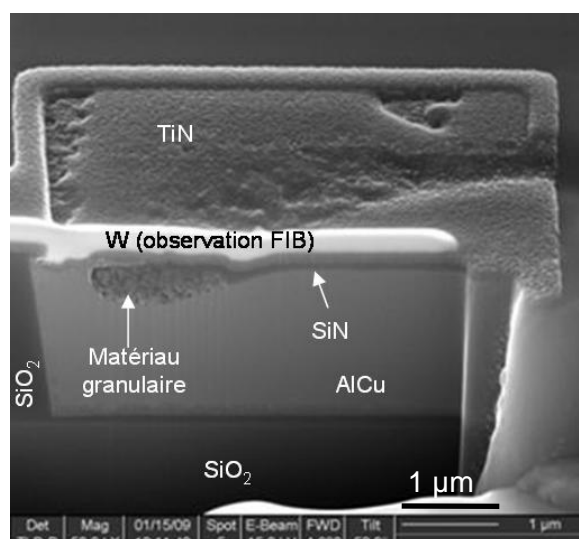


Figure 3.2-5 – Vue schématique des emplacements observés avec la coupe FIB (voir Figure 3.2-6).

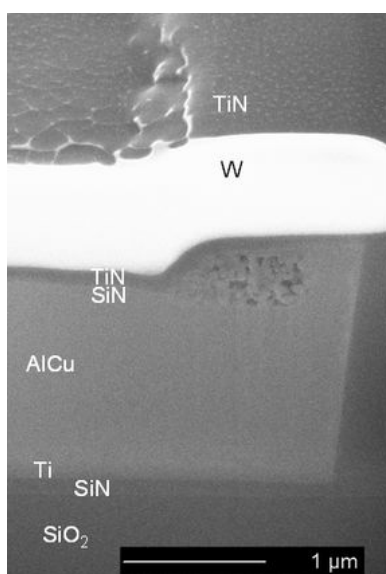


Ligne H

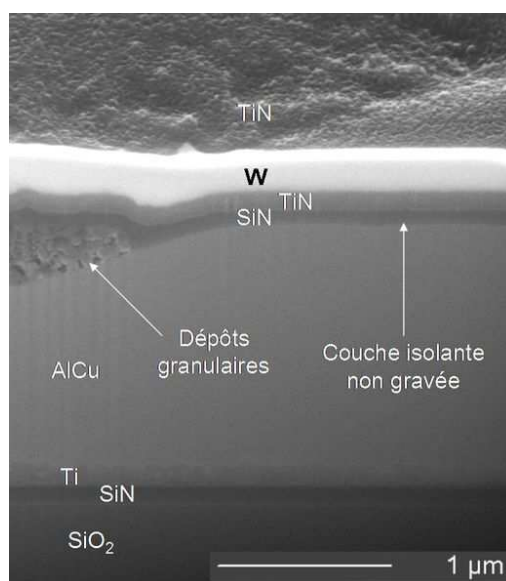


Ligne T

Figure 3.2-6- Vue en coupe des lignes électriques H et T.



Ligne H



Ligne T

Figure 3.2-7 – Vue en coupe des lignes électriques H et T (zoom).

### 3.2.4.2. Brique de base : Dépôt d'AlCu dans des caissons d'oxyde

Suite aux résultats présentés précédemment, nous avons décidé d'étudier l'enchaînement du dépôt d'AlCu et de la CMP dans les caissons de SiO<sub>2</sub> (étapes 9 et 10 de l'empilement). Le dépôt est réalisé par une méthode physique par phase vapeur (PVD pour *Physical Vapor Deposition*) effectuée dans une machine Endura 5500A. La Figure 3.2-8 résume son fonctionnement : un plasma d'argon est créé à proximité d'une cible métallique. Ce plasma arrache les atomes de la cible, qui sont accélérés par une tension DC vers la plaque.

Une observation en coupe de plaques sur lesquelles ont été déposées des couches d'AlCu montre l'origine du problème présenté précédemment : lors du dépôt, il se forme sur les bords du caisson un surplomb métallique qui empêche les atomes de remplir les bords de la cavité (voir la deuxième colonne du Tableau 3.2-6). En dessous de ces surplombs, les grains deviennent plus rugueux, et ce mécanisme, favorisé par la partie chimique de la CMP, génère les dépôts granulaires observés.

Les paramètres sur lesquels nous pouvons jouer pour améliorer ce dépôt sont :

- L'épaisseur : l'épaisseur initiale du dépôt était de 2,5  $\mu\text{m}$ . Il semble que cette épaisseur n'ait pas été suffisante pour remplir entièrement les caissons (la Figure 3.2-7 montre que la hauteur de l'AlCu est inférieure à la hauteur du SiO<sub>2</sub>). Nous pouvons donc espérer améliorer le résultat en augmentant l'épaisseur du dépôt.
- La puissance : elle détermine la directionnalité du dépôt. Comme illustré à la Figure 3.2-8, plus le plasma est puissant, plus la distribution du flux des atomes métalliques est directionnelle. Une faible puissance améliore la conformité du dépôt.
- La stratégie de dépôt : en réalisant un dépôt fractionné (par exemple 3 x 1,4  $\mu\text{m}$ ), l'épaisseur du dépôt peut être augmentée sans avoir à craindre que la plaque demeure collée par la continuité de la couche métallique à l'attache qui la maintien sur le support.

La température, qui est un facteur jouant sur la mobilité des atomes lors du dépôt (plus la température est élevée, plus les atomes sont mobiles, et plus la coalescence des grains est favorisée (en sus de l'effet thermique de dilatation)) ne semble pas avoir une influence déterminante. Nous l'avons maintenue constante (350°C pour la couche d'accroche de Ti et 200°C pour la couche d'AlCu).

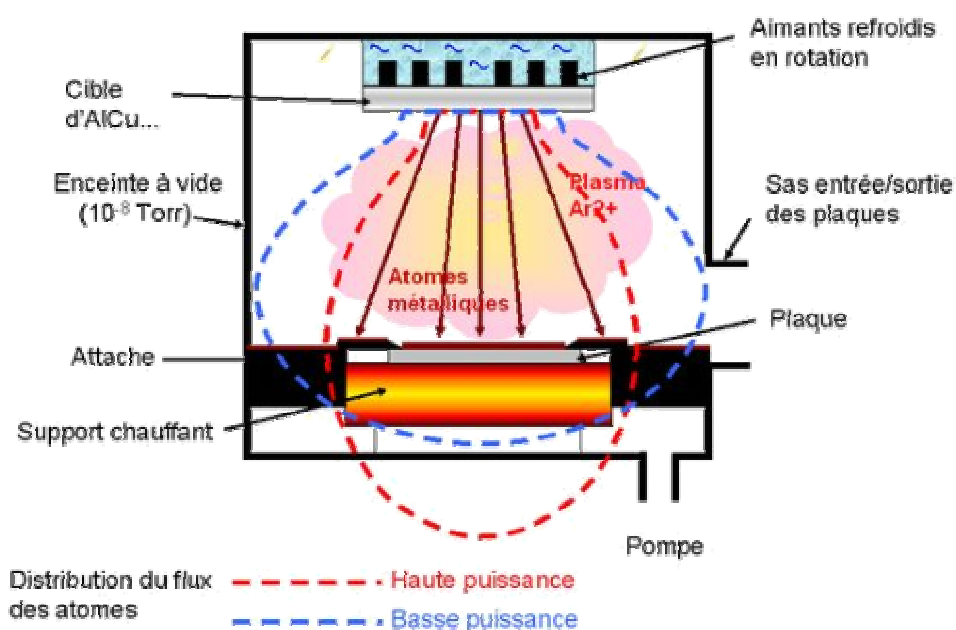


Figure 3.2-8 – Fonctionnement schématique de la machine de dépôt PVD (Endura 5500A).

Nous avons réalisés trois dépôts différents (les résultats obtenus sont résumés au Tableau 3.2-6) :

- Dépôt basse puissance (4 kW, 2 x 1,5  $\mu\text{m}$ ) : il semble que ce procédé ne diminue pas le surplomb métallique comme nous aurions pu l'espérer.
- Procédé standard (12 kW, 3 x 1  $\mu\text{m}$ ) : avec une épaisseur de 3  $\mu\text{m}$  d'AlCu déposé (au lieu des 2,5  $\mu\text{m}$  prévus dans l'empilement initial). L'augmentation de l'épaisseur du dépôt améliore nettement le résultat, même si les lignes métalliques présentent encore des défauts après la CMP.
- Dépôt fractionné (12 kW, 3 x 1,4  $\mu\text{m}$ ) : cette stratégie permet d'augmenter sensiblement l'épaisseur (jusqu'à 4,2  $\mu\text{m}$ ), ce qui, après CMP, donne un résultat satisfaisant.

Il semble que le procédé de dépôt fractionné 3 x 1,4  $\mu\text{m}$  donne les meilleurs résultats pour la réalisation des lignes métalliques. Nous avons donc utilisé cette technique pour la réalisation de nouvelles plaques.

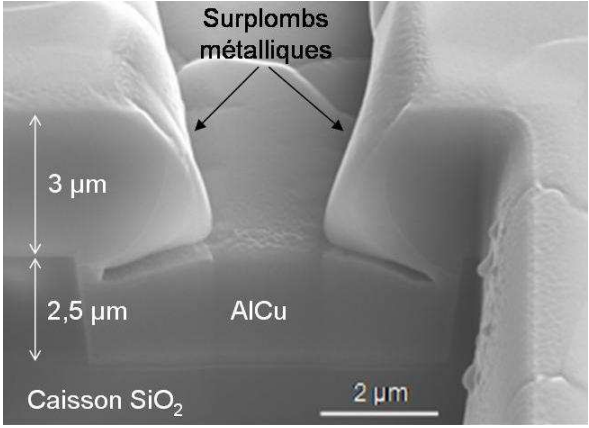
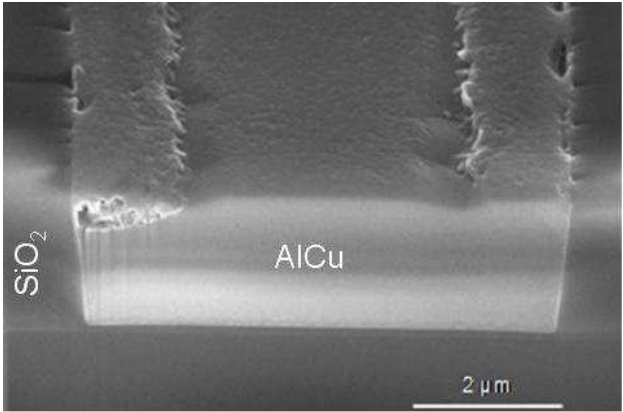
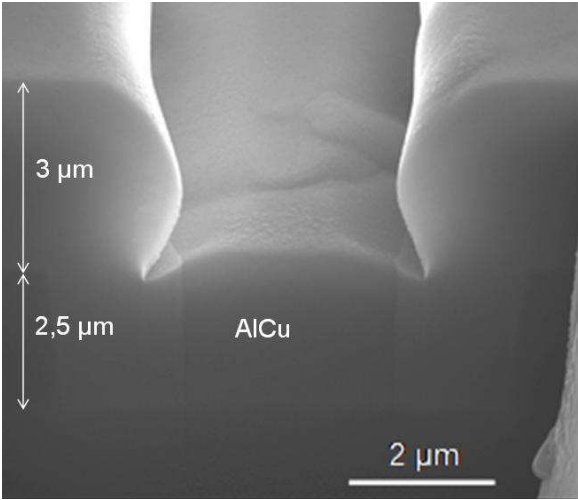
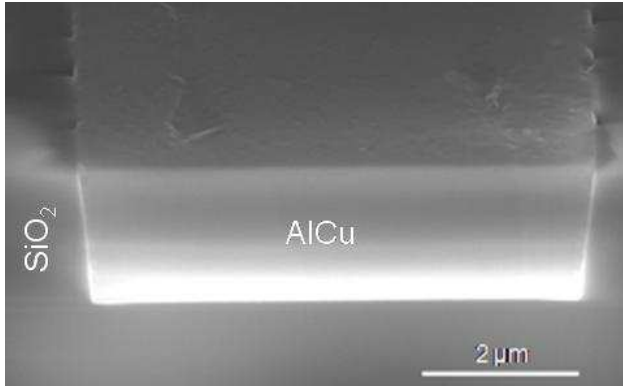
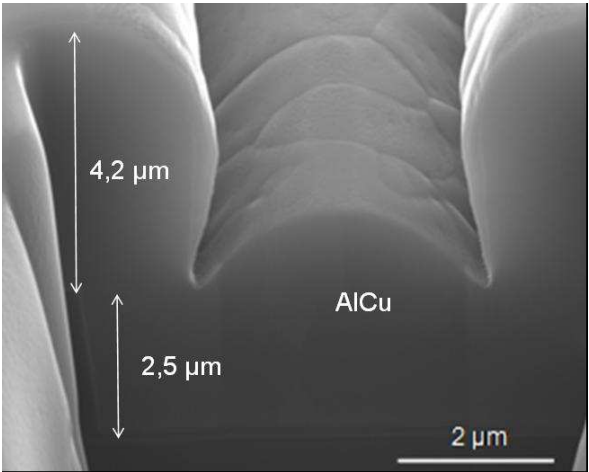
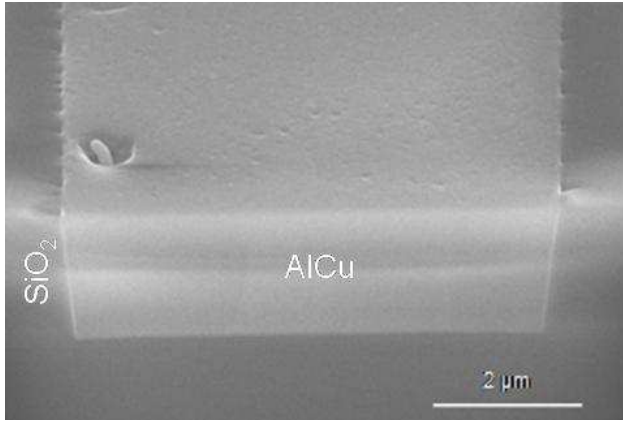
### 3.2.4.3. Résultats des deuxièmes tests électriques paramétriques

La Figure 3.2-9 montre les cartographies des tests électriques paramétriques qui ont été effectués sur les plaques traitées par le procédé défini dans la section précédente. Les résultats des tests sont résumés dans le Tableau 3.2-5 : nous voyons que la capacité mesurée correspond bien à ce qui était attendu. Dans le cas des résistances, il y a une différence de 20 % entre les valeurs théoriques et les valeurs mesurées. Cela correspond à la dégradation des dimensions qui a lieu entre les motifs dessinés sur le masque et les motifs obtenus sur les plaques, dégradation due aux procédés de lithographie et de surgravure (voir l'Annexe 6 pour une comparaison entre les dimensions nominales et les dimensions mesurées). Le motif 1.2 permet d'estimer la surgravure du TiN à 141 nm. La résistance de contact entre l'AlCu et le TiN est d'environ 40  $\Omega$ , ce qui est certainement dû à des problèmes d'interface entre l'AlCu et le TiN, et au passage de marche du TiN dans les ouvertures pratiquées dans le SiN, où le TiN doit être moins épais que la valeur nominale. Cette résistance de contact reste raisonnable, ce qui nous permet de conclure que les plaques réalisées (jusqu'à l'étape 20 du procédé de fabrication du nano-commutateur) sont technologiquement réussies.

Tableau 3.2-5 – Résultat des deuxièmes tests électriques paramétriques.

Motifs	Nature	Valeurs attendue	Valeur mesurée	% valeur attendue
Motif 1.1	Serpentin [ $\Omega$ ]	10	12	20
Motif 1.2	Delta-cotes [ $\Omega$ ]	$R_1 = 1377 / R_2 = 689$	$R_1 = 1570 / R_2 = 803$	14 / 16
Motif 1.3	Kelvin [ $\Omega$ ]	-	39,67	-
Motif 1.4	Capacité [pF]	13,81	13,85	0,3

Tableau 3.2-6 – Résultats des essais de dépôt d'AlCu dans les caissons de SiO<sub>2</sub> avec une CMP subséquente.

	Après dépôt d'AlCu	Après CMP
<b>Dépôt basse puissance</b> (4 kW, 2 x 1,5 µm)		
<b>Procédé standard :</b> <b>dépôt (12 kW, 3 x 1 µm)</b>		
<b>Dépôt fractionné</b> (12 kW, 3 x 1,4 µm)		

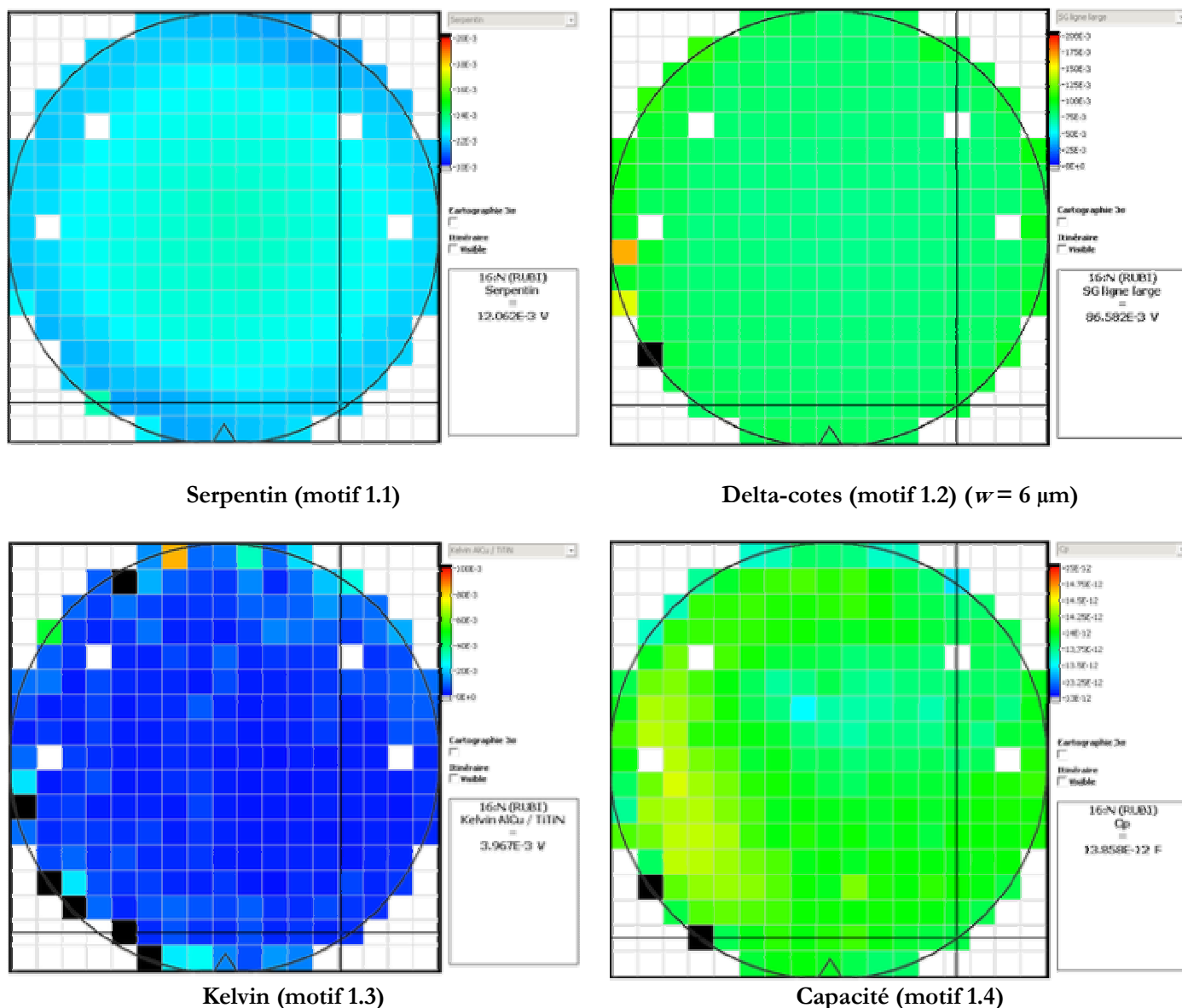


Figure 3.2-9 – Résultats des deuxièmes tests électriques paramétriques.

### 3.3. Problématique du contact

#### 3.3.1. Introduction

Cette section examine une caractéristique clef d'un commutateur électro-mécanique : le contact électrique. Celui-ci détermine en partie l'adéquation du commutateur au cahier des charges, intervenant par exemple sur le courant que le commutateur pourra supporter, les pertes éventuelles à travers la résistance de contact ou la fiabilité du dispositif.

Dans une première partie, nous présenterons un résumé de la théorie du contact électrique en fonction des différents régimes de conduction (3.3.2.1). Cette théorie a été initiée par Maxwell à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle [102] puis approfondie par Holm dans la seconde moitié du XX<sup>ème</sup> siècle [103]. Sharvin a travaillé par la suite sur les limites du modèle classique [83]. Nous verrons comment cette théorie est utilisée pour l'étude des contacts électriques propres aux MEMS (3.3.2.2).

Nous présenterons dans une deuxième partie une étude réalisée sur un modèle de résistance de contact, basé uniquement sur l'effet de la convergence des lignes de courant au point de contact, que l'on appelle *constriction* (3.3.3.1). Nous avons pu valider notre modèle grâce à un

ensemble de mesures expérimentales sur une série de motifs correspondant à cette résistance de constriction (3.3.3.2). Cela nous a permis d'étudier la variation de la résistivité des matériaux en couche mince, qui est une donnée importante lorsque l'on parle de conduction électrique, et *a fortiori* de contact, dans les MEMS et les NEMS (3.3.3.4).

Enfin, nous utiliserons dans une troisième partie les résultats obtenus précédemment pour donner une estimation de la résistance de contact du nano-commutateur, et vérifier ainsi que les spécifications du cahier des charges établies dans la section 3.1 sont remplies (3.3.4).

### 3.3.2. Théorie du contact électrique

#### 3.3.2.1. Régime balistique et régime diffusif

Avant d'aborder la théorie du contact électrique à proprement parler, il est essentiel de revenir brièvement sur la notion de libre parcours moyen des électrons : au niveau microscopique, ou plutôt atomistique, le courant électrique correspond au mouvement diffusif des électrons (quasi) libres de conduction dans le cristal que constituent les atomes d'un métal. Au niveau macroscopique, le transport des électrons est décrit par la bien connue loi d'Ohm. Le choix du niveau de description se fait par la comparaison entre les dimensions caractéristiques du système que l'on observe et le libre parcours moyen des électrons  $\lambda_e$  de ce système. Celui-ci peut s'exprimer, d'après le modèle de Drude-Sommerfeld, comme le produit de la vitesse des électrons à la surface de Fermi  $v_F$  avec le temps  $\tau$  entre deux collisions [104] :

$$\lambda_e = v_F \tau$$

Le temps  $\tau$  est directement relié à la résistivité électrique du métal  $\rho$  par l'équation

$$\tau = \frac{m}{\rho n e^2} = \frac{\lambda_e}{v_F}$$

où

$m$  est la masse d'un électron ( $9,1 \cdot 10^{-31}$  kg) ;

$e$  est la charge électronique ( $-1,6 \cdot 10^{-19}$  C) ;

$n$  le nombre d'électrons.

Le Tableau 3.3-1 liste quelques valeurs de libre parcours moyen ainsi que de la résistivité de métaux couramment utilisés en microélectronique. Nous voyons que le libre parcours moyen des électrons flirte avec les dimensions des systèmes que nous considérons pour les NEMS.

**Tableau 3.3-1 – Libre parcours moyen et résistivité de quelques métaux à température ambiante (calculés avec les valeurs extraites de [104] sauf autrement précisé).**

<i>Métal</i>	<i><math>\lambda_e</math> [nm]</i>	<i><math>\rho</math> [<math>10^{-8}</math> <math>\Omega.m</math>]</i>
Ag	52	1,61
Cu	39	1,7
Au	38	2,2
Al	14	2,74
Ru	10 [105]	7,4
Pt	19 (voir [106] et le calcul § 3.3.4)	10,4

Une très bonne revue des différents modèles de résistance de contact électrique est donnée par L. Boyer et al [107]. Nous allons à notre tour en donner un bref aperçu, basé sur le schéma de la Figure 3.3-1, qui résume les éléments entrant en compte dans le modèle :

- Si l'on considère une description macroscopique du contact, celui-ci est déterminé par :
  - A. La **forme** des deux corps en contact (libre Plan/Plan, Sphère/Plan, Cylindre/Cylindre...) ;
  - B. La **rugosité** de chacun des deux corps : en effet, celle-ci joue sur l'aire de contact électrique réelle, qui est souvent différente de l'aire de contact apparente (voir Figure 3.3-2) ;

- C. La **présence d'une couche surfacique étrangère**, ou *xéno-couche*, qui peut provenir soit de l'adsorption (intentionnelle ou non) d'éléments extérieurs, soit de la réaction du matériau de surface avec son environnement (couche d'oxydation par exemple).

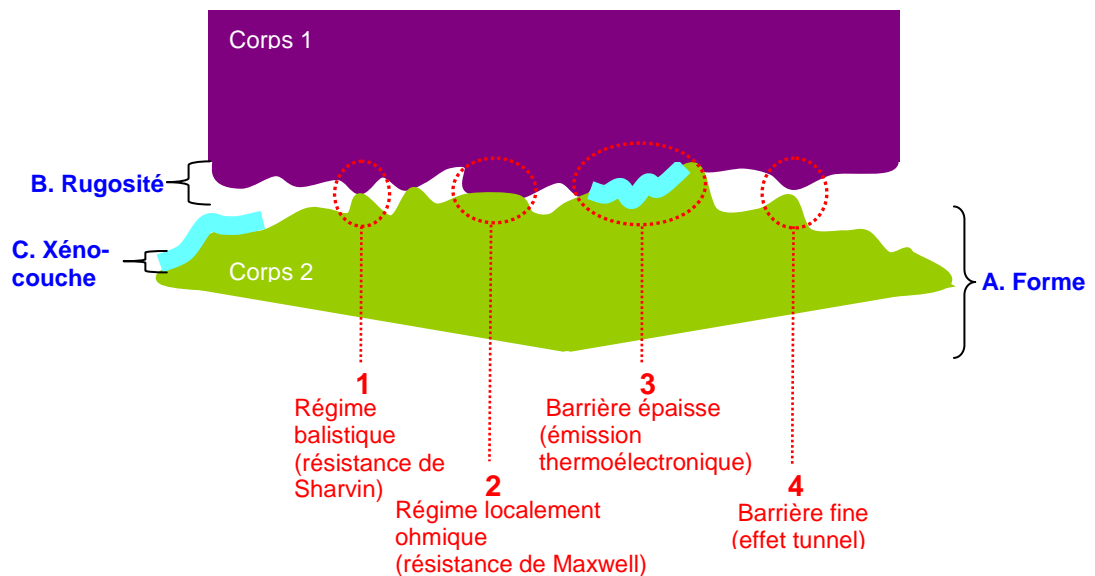


Figure 3.3-1 – Caractéristiques des surfaces entrant en jeu dans les contacts électriques (en bleu) et mécanismes de transport du courant (en rouge).

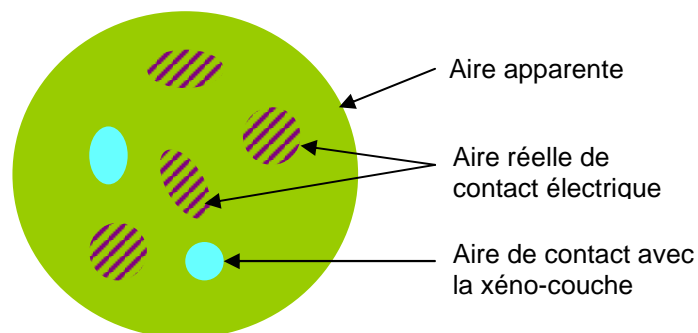


Figure 3.3-2 – Aires de contact apparente, électrique et isolée par la xéno-couche.

- Si nous nous plaçons au niveau microscopique, la résistance de contact se calcule en fonction du régime dans lequel nous nous trouvons, et de la présence éventuelle d'une xéno-couche. Nous considérons tout d'abord le cas d'un contact métal/métal. Nous pouvons définir le régime de conduction en fonction de la valeur du nombre de Knudsen  $K$ . Ce nombre adimensionnel, originellement utilisé pour déterminer le régime d'écoulement d'un fluide, est défini ici comme le ratio entre le libre parcours moyen des électrons et le rayon de l'aire de contact  $r$  :

$$K = \frac{\lambda_e}{r}$$

- Lorsque  $K < 1$ , nous sommes dans le **régime balistique** de conduction, et chacun des métaux est considéré comme un réservoir d'électrons. En écrivant la distribution énergétique de ces électrons et en supposant que la différence de potentiel entre les deux surfaces en contact est faible, on trouve une expression de la résistance, qui a

été simplifiée par Sharvin pour le cas de deux corps semi-infinis de résistivité  $\rho$ . Cette résistance de contact  $R_S$  s'écrit :

$$R_S = \frac{4\rho\lambda_e}{3\pi r^2}$$

2. Par contre, lorsque  $K > 1$ , nous sommes dans le **régime diffusif** de conduction, et il faut considérer la résistance de nappe de Maxwell  $R_M$  (le calcul se fait par analogie avec le cas d'une capacité ellipsoïdale lenticulaire située dans le vide, dont on fait tendre l'épaisseur vers 0, voir [102] pour le calcul détaillé, qui utilise pour hypothèse de départ le cas de matériaux massifs semi-infinis) :

$$R_M = \frac{\rho}{2r}$$

3. Wexler a donné une formule qui lie ces deux régimes :

$$R_w = \gamma(K) \frac{\rho}{2r} + \frac{4\rho\lambda_e}{3\pi r^2}$$

où  $\gamma(K)$  est une fonction proche de 1 [108]. En régime intermédiaire, la résistance de contact correspond donc à la somme de la résistance de Maxwell et de celle de Sharvin :

$$R_w = R_M + R_S$$

Notons qu'à partir de la résistance de Maxwell, la résistance de contact peut s'écrire en fonction de la force  $F_c$  appliquée sur le contact [103]. En effet, dans l'hypothèse de déformations purement plastiques des spots de contact, nous pouvons écrire :

$$F_c = A_c H$$

où  $A_c$  représente l'aire de contact et  $H$  correspond à la dureté du matériau. L'aire de contact étant liée au rayon de contact par  $A_c = \pi r^2$ , la résistance de contact  $R_H$  peut être réécrite comme [109] :

$$R_H = \frac{\rho}{2} \sqrt{\frac{H\pi}{F_c}} \quad (3-1)$$

Dans le cas d'un contact métal/isolant/métal, l'isolant étant soit la xéno-couche, soit un gaz ou du vide (cas d'un contact imparfait), le courant peut tout de même circuler suivant deux mécanismes :

4. L'**émission thermoélectronique**, qui se produit lorsque, sous l'effet de la température, l'augmentation de l'énergie des électrons de conduction du métal devient suffisante pour franchir la barrière de potentiel à l'interface métal-isolant, celle-ci étant par ailleurs abaissée par le champ électrique dans l'isolant ;
5. Le **transport par effet tunnel** lorsque l'isolant est très mince.

### 3.3.2.2. Contact électrique dans les MEMS

Si les contacts électriques utilisés dans les dispositifs industriels de coupure (disjoncteur, contacteur, interrupteur) sont généralement réalisés à base d'argent, celui-ci a tendance à se recouvrir d'une couche de sulfide, qui devient gênante lorsque la force de contact n'est pas suffisante pour la percer, ce qui est le cas pour les MEMS. Pour palier à cet inconvénient un métal alliant une faible résistivité et une bonne résistance à l'oxydation est généralement utilisé : l'or remplit ces deux conditions, et il est de fait un matériau de choix pour les contacts électriques. La quantité d'or utilisée dans les microsystèmes étant très faible, son coût n'est pas prohibitif. D'autres métaux ont également été testés, notamment des alliages à base de platine, qui est comme l'or un métal noble, donc peu réactif avec l'environnement extérieur [110].

L'étude des contacts électriques propres aux MEMS passe notamment par l'étude des mécanismes de défaillance, comme la stiction et l'augmentation de la résistance de contact avec le



nombre de cycles. Le Tableau 3.3-2 donne un aperçu des valeurs trouvées dans quelques publications.

L'étude du contact électrique dans les MEMS et les NEMS n'est pas motivée seulement par des applications commerciales. À ces échelles où une ou plusieurs dimensions voisinent le libre parcours moyen des électrons, des phénomènes physiques d'origine quantique peuvent être observés. Par exemple, Hansen et al ont observé une conduction quantifiée dans le cas de l'or, du cuivre et de l'argent lors de l'ouverture progressive de micro-commutateurs [111].

Nous avons testé la formule (3-1) pour calculer la résistance de contact électrique théorique des MEMS que nous présentons dans le tableau ci-dessous. La dureté et la résistivité de l'or ont été pris respectivement égales à 1,8 GPa [112] et  $2,92 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$  (voir Tableau 3.3-4), qui correspondent à des valeurs mesurées sur une couche de 300 nm d'or. Nous voyons que les valeurs trouvées sont cohérentes avec les valeurs mesurées pour [113] et [114], mais que la formule sous-estime la résistance de contact d'un ordre de grandeur pour les autres références. Notons toutefois que cette erreur peut provenir de l'estimation de la force de contact qui est donnée dans les publications citées.

**Tableau 3.3-2 – Aperçu de quelques valeurs de résistances des contacts électriques dans les MEMS.**

<i>Référence</i>	<i>Surface apparente [<math>\mu m^2</math>]</i>	<i>Métal</i>	<i>Force contact [<math>\mu N</math>]</i>	<i>Résistance [<math>\Omega</math>]</i>	<i>Nombre de cycles</i>	<i><math>R_{contact}</math> (formule (3-1))</i>
[113]	2	Au	10-100	0,5 – 1 ( $i = 4 - 20$ mA)	$10^5 - 10^7$ (puis R augmente)	0,35
[114]	3	Au	10 - 300	0,3		0,35
[111] (relais commercial)	100	Au	200	< 1 m $\Omega$		0,08
[110]	50	Au-(6,3%)Pt	50	1,87	$2,7 \cdot 10^8$	0,16
[110]	50	Au	50	1,17	$1,02 \cdot 10^8$	0,16

La forme est souvent importante pour la description macroscopique et la détermination de l'aire apparente du contact : par exemple, un contact ponctuel s'obtient avec une géométrie sphère/plan, et un contact linéaire avec une géométrie cylindre/plan. Cependant, les effets de la rugosité doivent être également pris en compte, car ils déterminent l'aire réelle du contact (voir Figure 3.3-2). Ces effets sont analysés par différentes méthodes : la rugosité peut être décrite de manière statistique, ou par l'intermédiaire d'un processus d'ingénierie inverse. Ce procédé permet d'analyser la rugosité macroscopique d'une surface (par exemple avec un microscope Veeco) puis d'importer cette surface sous un logiciel de simulation par éléments finis comme Ansys ou Comsol [115].

### 3.3.3. Résistance de constriction

#### 3.3.3.1. Établissement du modèle

La constriction correspond au rétrécissement du ou des matériaux au point de contact. À cet endroit, les lignes de courant sont très proches les unes des autres : un contact électrique parfait peut se modéliser comme résultant directement de cet effet de constriction.

Nous avons établi un modèle de constriction 2D, en écrivant la résistance de constriction de deux triangles face à face dans le plan (Figure 3.3-3) [116]. Pour plus de simplicité, nous considérerons que ces triangles ont la même hauteur  $L$ , mais le raisonnement peut facilement se généraliser pour deux hauteurs différentes. La taille de la constriction est contrôlée par la largeur  $w$ . Comme nous l'avons écrit plus haut (voir Tableau 3.3-1), le libre parcours moyen des électrons dans les métaux utilisés pour les MEMS se situe entre 15 nm et 50 nm, ce qui est très petit

comparé à aux tailles latérales de nos constriction. Nous pouvons donc nous placer dans un régime de conduction diffusif. Si nous considérons la troisième dimension (l'épaisseur), ce modèle est donc également adapté pour des couches épaisses d'au moins 100 nm, mais nous allons montrer qu'il peut être utilisé pour décrire des couches d'épaisseur aussi fine que 35 nm.

Les lignes équipotentiels dans un conducteur sont perpendiculaires aux lignes de courant. Elles ont donc la forme d'ellipsoïdes, que nous approximerons par des arcs de cercle ( $l_1(x)$  et  $l_2(x)$  sur la Figure 3.3-3). Ce modèle est plus réaliste pour les larges ouvertures que le modèle proposé par exemple en [117], et qui considère que les équipotentiels sont des droites ( $l'(x)$  sur la Figure 3.3-3). La résistance  $dR_{V_2-V_1}$  entre deux équipotentiels  $V_1$  et  $V_2$  peut s'écrire comme :

$$dR_{V_2-V_1} = \frac{\rho_f dx}{tl(x)}$$

La résistance de constriction du premier corps est la somme de ces résistances infinitésimale  $dR$  le long du triangle :

$$R_{constriction\_1} = \rho_f \int_{b_1}^L \frac{dx}{tl(x)} = \rho_f \int_{b_1}^L \frac{dx}{2t\beta x}$$

où  $b_1 = \frac{w}{2 \tan \beta}$

Si nous développons cette expression, nous obtenons:

$$R_{constriction\_1} = \frac{\rho_f}{2t\beta} \ln\left(\frac{2L \tan \beta}{w}\right)$$

Le calcul de la résistance de constriction du second corps se fait de la même façon et s'écrit :

$$R_{constriction\_2} = \frac{\rho_f}{2t\alpha} \ln\left(\frac{2L \tan \alpha}{w}\right)$$

La résistance totale est la somme de  $R_{constriction\_1}$  et de  $R_{constriction\_2}$  :

$$R_{constriction} = \frac{\rho_f}{2t} \left( \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{2L \tan \beta}{w}\right) + \frac{1}{\alpha} \ln\left(\frac{2L \tan \alpha}{w}\right) \right) \quad (3-2)$$

Les courbes théoriques que nous donnons par la suite ont été tracées grâce à cette formule implémentée dans Matlab.

### 3.3.3.2. Protocole expérimental

Une série de motifs a été conçue et dessinée en vue de réalisation d'un masque photolithographique avec le logiciel Clewin. Les motifs variaient selon les paramètres :

1. Largeur d'ouverture  $w$  ;
2. Angle d'ouverture  $\alpha$  et  $\beta$  ;
3. Épaisseur  $t$  de la couche métallique ;
4. Longueur  $L$  de la demi-constriction (cette longueur correspond au rayon du cercle de centre O qui passe par les deux points A et B où la constriction commence, voir Figure 3.3-3).

Le Tableau 3.3-3 donne les valeurs utilisées pour chaque paramètre.

**Tableau 3.3-3 – Valeurs des différents paramètres des motifs de constriction.**

$w$ [μm]	$\alpha$ [°]	$\beta$ [°]	$t$ [nm]	$L$ [μm]
1,6 ; 2 ; 4,8 ; 10 ; 20 ; 50 ; 100	2,5 ; 5 ; 10 ; 10 ; 15 ; 20 ; 25 ; 30	5 ; 25 ; 45	30 ; 50 ; 100 ; 200 ; 300	100 ; 200

Les échantillons ont été fabriqués à la PTA par le procédé décrit en Annexe 3. La Figure 3.3-4 montre une vue en coupe schématique d'un échantillon.

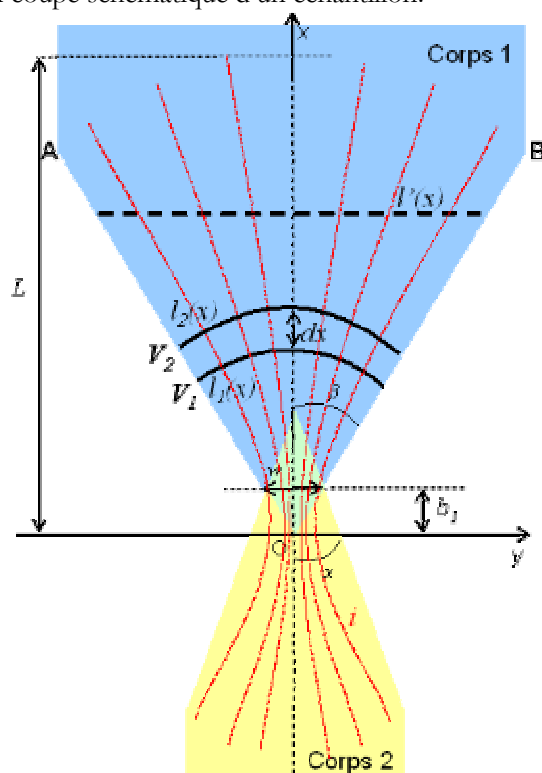


Figure 3.3-3 – Représentation du modèle 2D.

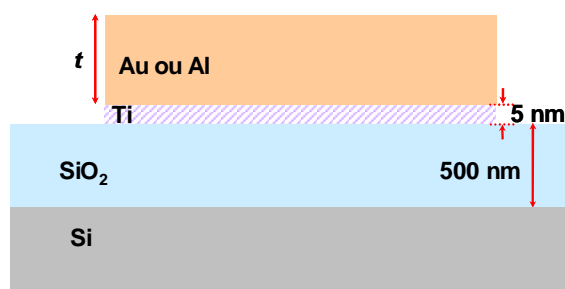


Figure 3.3-4 – Empilement présent sur les échantillons : le métal (de l'or ou de l'aluminium, d'épaisseur  $t$ ) repose sur une couche d'adhésion de titane, évaporée sur un substrat Si/SiO<sub>2</sub>.

À cause du procédé de fabrication des masques (le spot qui illumine la plaque de chrome lors de la fabrication est de 1,5  $\mu\text{m}$  de diamètre) il y a une incertitude dans la reproduction des paramètres géométriques. Cela est surtout vrai pour les petits motifs comme le montre la Figure 3.3-5.

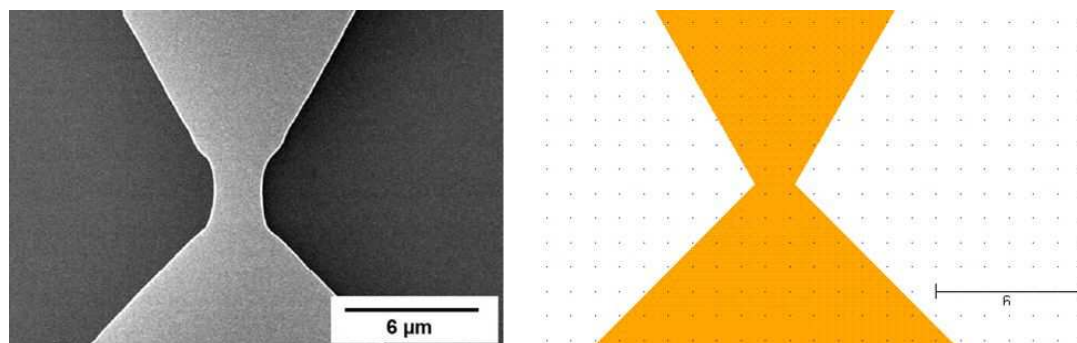


Figure 3.3-5 – Comparaison entre une image MEB (échantillon avec 50 nm d'Al,  $\alpha = 30^\circ$  (triangle du haut),  $\beta = 45^\circ$  (triangle du bas) et  $w = 1,6 \mu\text{m}$ ) et le dessin correspondant du masque.

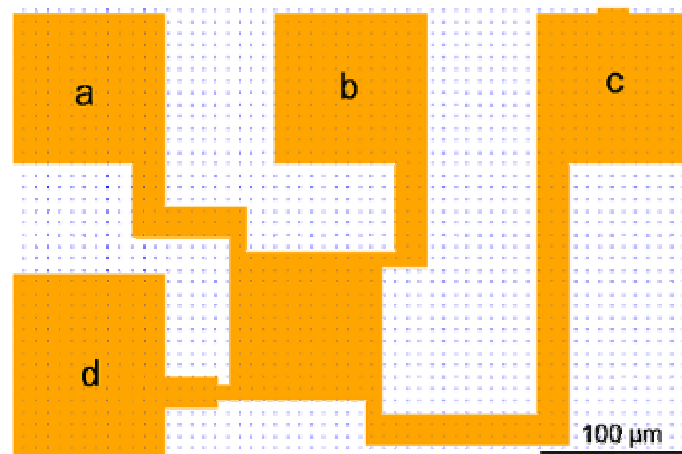
Des motifs spécifiques ont été conçus pour évaluer la résistivité de chaque échantillon, afin de prendre en compte la présence de la couche d'adhésion et la variation de la résistivité du métal avec l'épaisseur (Figure 3.3-6). Ces motifs sont des motifs de van der Pauw, sur lesquels la résistance d'un carré est mesurée par une méthode quatre pointes. Deux valeurs de résistance,  $R_{ab,cd}$  et  $R_{bc,da}$  sont obtenues par une permutation circulaire des pointes de mesure, ce qui permet de s'affranchir des perturbations induites par les amenées. La résistivité  $\rho_f$  du film est obtenue par la formule [101] :

$$\rho_f = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{R_{ab,cd} + R_{bc,da}}{2}$$

Le Tableau 3.3-4 liste les valeurs des résistivités obtenues pour chaque échantillon. La formule (3-2) utilise cette résistivité mesurée : nous verrons par la suite que cela est essentiel à la compréhension de la conduction du courant dans des couches minces (3.3.3.4).

**Tableau 3.3-4 – Résistivité de l'or en fonction de l'épaisseur de la couche.**

<i>Épaisseur [nm]</i>	<i><math>\rho_f</math> [<math>\Omega.m</math>]</i>
30	$4,86.10^{-8}$
50	$3,89.10^{-8}$
100	$3,26.10^{-8}$
200	$3,05.10^{-8}$
300	$2,92.10^{-8}$



**Figure 3.3-6 – Motif de van der Pauw.**

Les tests électriques ont été menés au moyen d'une station de test sous pointes Electroglas 2001X, piloté par GAMME V2, un logiciel développé au CEA/LETI. La source de courant était un Keithley 2420 et la mesure de la tension s'est effectuée au moyen d'un multimètre Keithley 2750. L'incertitude de mesure de la tension est de l'ordre de  $\pm 5 \mu V$ . Les contacts électriques ont été réalisés avec des pointes en WRe pour les couches épaisses ( $\geq 50$  nm), et des pointes en CuBe pour les couches les plus fines (30 nm) (ces pointes, plus ductiles, sont moins susceptibles de transpercer la couche métallique).

Le montage est indiqué à la Figure 3.3-7: le courant  $i$  est injecté via deux plots de contact, et deux autres plots mesurent la chute de potentiel entre le triangle du haut et celui du bas. La valeur du courant a été ajustée de façon engendrer une chute de tension suffisamment élevée pour être mesurée par le Keithley 2750. Nous avons par exemple effectué les tests avec un courant de 1 mA et 10 mA pour des échantillons d'or d'épaisseur 300 nm, ce qui correspond à une tension mesurée comprise entre 50  $\mu V$  et 30 mV. Nous avons remarqué que la densité maximale du courant qu'un échantillon peut supporter était de  $10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>. Grâce à la méthode de mesure 4 pointes utilisée, la valeur de la résistance est indépendante de la résistance de contact des pointes qui injectent le courant. De plus, nous avons effectué deux mesures pour chacun des

échantillons, en inversant le sens du courant, de façon à compenser l'effet des tensions thermoélectriques [118]. En outre, ces mesures ont été moyennées sur au moins deux motifs identiques.

Grâce à l'utilisation de motifs de tests 16 plots (voir Figure 3.3-7), les tests ont pu être menés de manière automatique. Soixante-deux motifs différents ont été testés (mesure dupliquée deux voire quatre fois pour chacun des motifs), sur 7 échantillons de métaux et d'épaisseurs différentes.

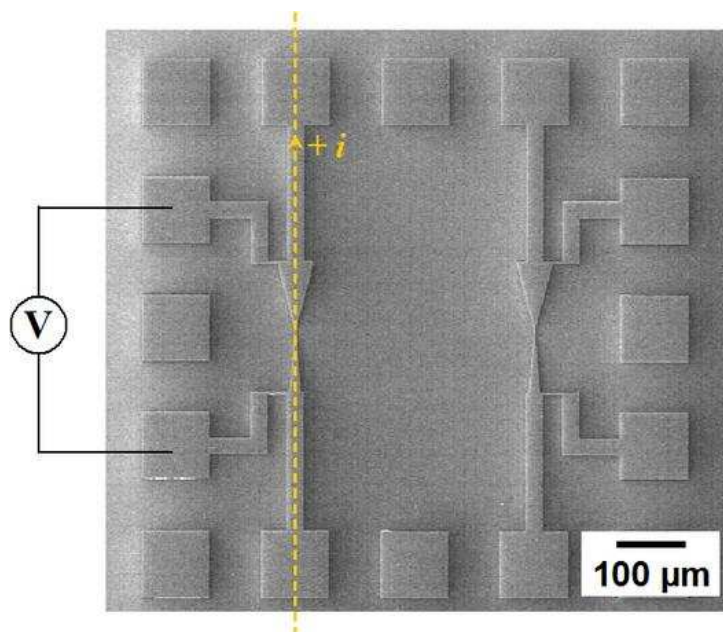
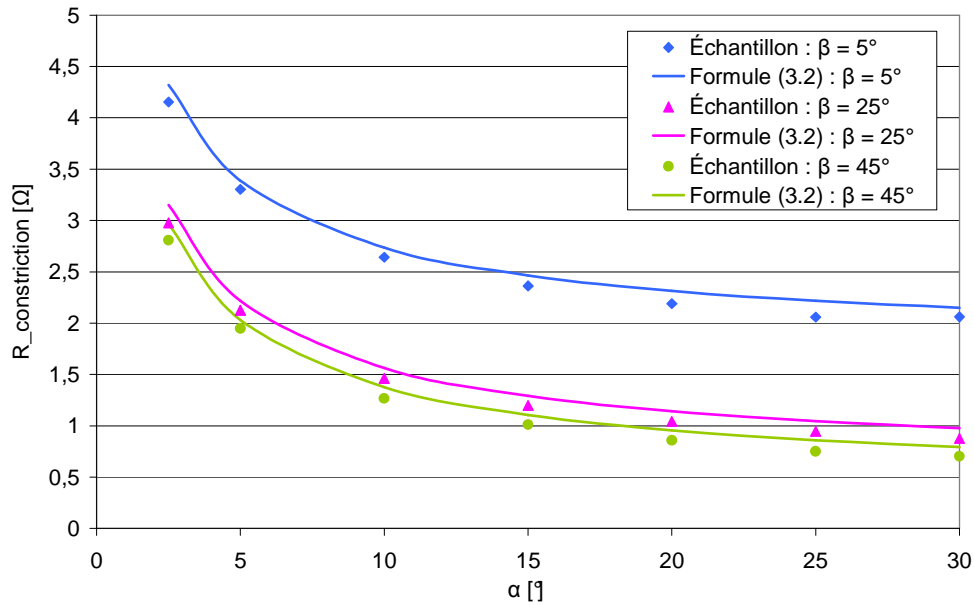


Figure 3.3-7 – Image MEB d'un motif complet avec deux motifs de résistance de constriction identiques (aluminium d'épaisseur 50 nm).

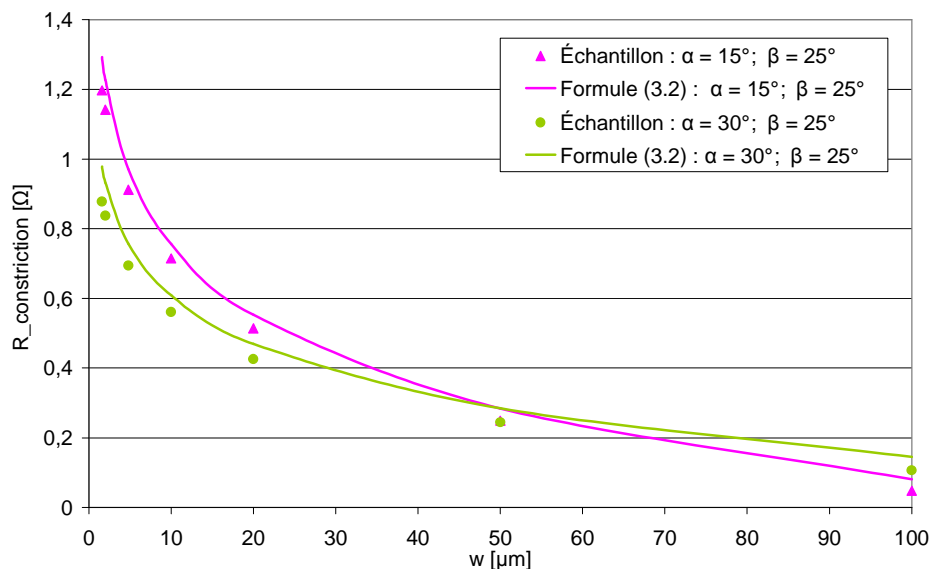
### 3.3.3.3. Résultats expérimentaux et comparaison avec le modèle

La variation de la résistance de constriction en fonction de l'angle d'ouverture est tracée sur la Figure 3.3-8 pour un échantillon avec une épaisseur d'or de 300 nm. Sur ce graphique, comme sur les graphiques présentés par la suite, les points correspondent aux données expérimentales et les courbes pleines font référence au modèle donné par la formule ( 3-2 ). Nous pouvons voir que le modèle décrit plutôt bien la mesure : la résistance augmente lorsque l'angle d'ouverture diminue. Le modèle analytique indique une surestimation de la résistance en moyenne de 7%, ce qui peut être expliqué par une incertitude sur les dimensions latérales des motifs, des inhomogénéités dans l'épaisseur du métal, la précision des appareils de mesure ainsi que des hypothèses faites par le modèle.



**Figure 3.3-8 – Variation de la résistance de constriction en fonction de l'angle d'ouverture  $\alpha$  (or,  $L = 200 \mu\text{m}$ ,  $t = 300 \text{ nm}$ ,  $w = 1,6 \mu\text{m}$  et  $i = 10 \text{ mA}$ ).**

La variation de résistance de constriction du même échantillon, en fonction de la largeur de constriction, est montrée à la Figure 3.3-9. À nouveau, nous pouvons voir que le modèle décrit assez bien les données expérimentales. Pour des constriction très étroites ( $w \sim \lambda_e$ ), nous devrions nous attendre à basculer dans le régime balistique de conduction, et la formule utilisée ne devrait plus être valide. Malheureusement, à cause de la limite de résolution de la lithographie utilisée, nous n'avons pas pu obtenir des échantillons assez étroits pour voir apparaître ce changement de régime.



**Figure 3.3-9 – Variation de la résistance de constriction en fonction de la largeur  $w$  de celle-ci (or,  $L = 200 \mu\text{m}$ ,  $t = 300 \text{ nm}$  et  $i = 10 \text{ mA}$ ).**

La Figure 3.3-10 montre la résistance de constriction des deux métaux utilisés : l'or et l'aluminium. Comme la résistivité de ces deux métaux est du même ordre de grandeur (voir Tableau 3.3-1), les valeurs des résistances de constriction sont très similaires. Cette figure montre que le modèle est robuste lorsque testé pour une variation de différents paramètres, tels que la longueur de demi-constriction  $L$  ou l'épaisseur du métal  $t$ .

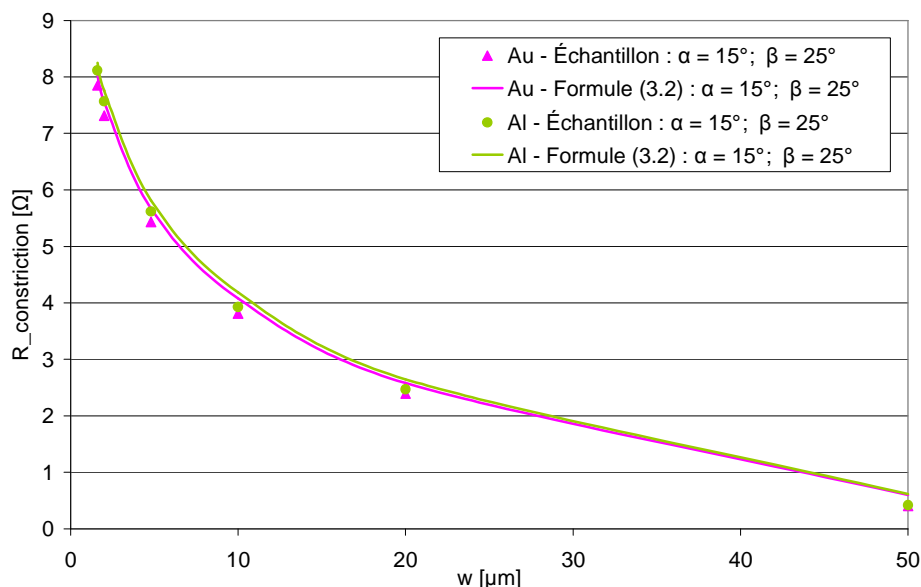


Figure 3.3-10 – Variation de la résistance de couches d'or et d'aluminium en fonction de la largeur de la constriction  $w$  ( $t = 50$  nm,  $L = 100$  μm et  $i = 1$  mA).

Sur la Figure 3.3-11, nous pouvons voir l'évolution de la résistance en fonction de l'épaisseur de la couche métallique (ici de l'or, pour un motif de constriction donné). Lorsque nous utilisons la résistivité associée à chaque échantillon, il y a une bonne cohérence entre le modèle et les données expérimentales. Cependant, lorsque la valeur de la résistivité est constante (par exemple égale à celle du matériau massif ou, sur la courbe présentée ici, égale à celle mesurée pour un échantillon d'or d'épaisseur 300 nm), les valeurs des résistances données par le modèle s'éloignent de plus en plus de la courbe expérimentale lorsque l'épaisseur diminue. Cela montre que notre modèle décrit bien ce qui se passe au niveau expérimental, même pour les très fines couches ( $\leq 100$  nm), mais à condition de tenir compte de la variation de la résistivité en fonction de l'épaisseur de la couche.

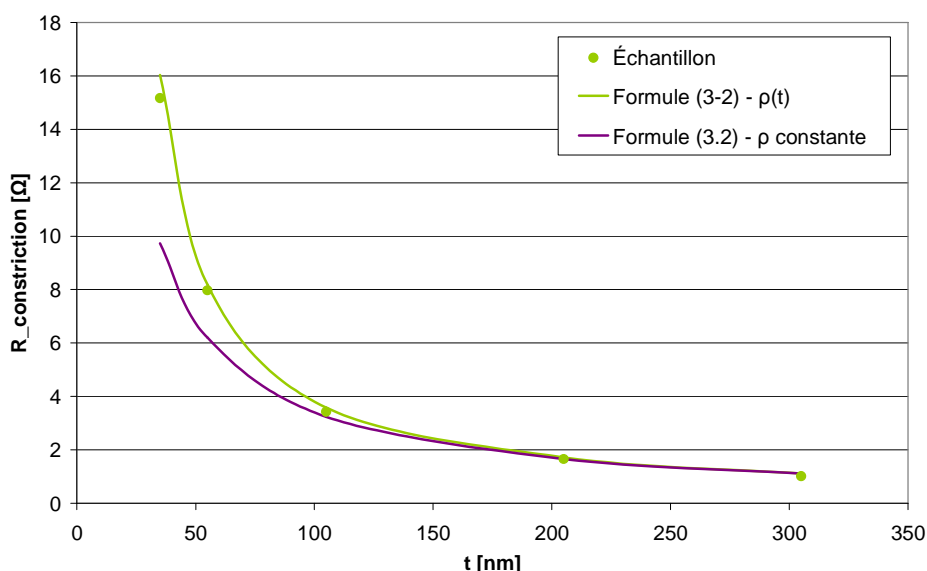


Figure 3.3-11 – Variation de la résistance de constriction en fonction de l'épaisseur de l'échantillon  $t$  (or,  $w = 1,6$  μm,  $\alpha = 15^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$ ,  $L = 200$  μm,  $i = 1$  mA).

### 3.3.3.4. Résistivité des matériaux en couche mince

La diminution des dimensions dans les NEMS entraîne une diminution des épaisseurs des métaux utilisés. L'étude des contacts électriques lorsque l'un des deux corps est un film mince est donc d'un intérêt certain et a déjà été examinée par plusieurs auteurs [119] [120]. Dans le cadre de ces études, il est essentiel de considérer la variation de la résistivité en fonction de l'épaisseur de la couche mince. En effet, comme le montrent la Figure 3.3-11 et la Figure 3.3-14 présentées plus loin, cette variation est loin d'être négligeable.

L'effet de l'épaisseur d'une couche mince sur la valeur de la conductivité a d'abord été exploré par Fuchs, puis par Sondheimer : ils ont montré que la résistivité d'une fine couche métallique est toujours supérieure à la résistivité du matériau massif [121]. Un électron de conduction en mouvement dans un film métallique peut en effet perdre de l'énergie via trois mécanismes de diffusion (Figure 3.3-12) [122] [123] :

- Une diffusion isotropique due aux interactions phonon-électron, électron-électron et électron-impureté : nous la considérons négligeable par rapport aux autres mécanismes ;
- Une réflexion inélastique à la surface du film : si nous considérons qu'une fraction  $p$  ( $0 \leq p \leq 1$ ) des électrons est réfléchi élastiquement à la surface du film, alors  $1-p$  est la fraction des électrons réfléchi de manière diffusive. En toute rigueur, nous devrions prendre deux paramètres de réflexion,  $p_1$  pour l'interface film/substrat et  $p_2$  pour l'interface film/air, mais  $p$  est généralement choisi de manière à faire correspondre les courbes expérimentales aux courbes théoriques, et nous pouvons donc l'estimer comme étant une moyenne de ces deux paramètres [106].  $p$  est souvent choisi égal à 0 car les électrons sont théoriquement réfléchis de manière inélastique dès que la rugosité du métal dépasse la longueur d'onde de Fermi des électrons libres, qui est de l'ordre de grandeur de la distance interatomique pour les atomes ([106], [124]) (voir les valeurs de la rugosité des films d'ordre dans le Tableau A4 - 1 p. 172).
- Une diffusion sur les joints de grain, introduite par Mayadas et Shatzkes [124] dans le cas de films polycristallins. Cette diffusion est fonction du coefficient de réflexion  $R$  des électrons aux joints de grain ( $0 \leq R \leq 1$ ) ainsi que de la taille moyenne des grains  $d$ .

En tenant compte de ces deux derniers mécanismes, nous pouvons écrire la résistivité d'une couche mince comme [125] [126] :

$$\rho_f = \rho_{massive} \left( 1 + \frac{3\lambda_e(1-p)}{8t} + \frac{7\lambda_e R}{5d(t)(1-R)} \right) \quad (3-3)$$

avec  $\rho_{massive}$  la résistivité du matériau massif. La Figure 3.3-13 montre que la taille moyenne des grains est une fonction linéaire de l'épaisseur de la couche (voir les valeurs dans le Tableau A4 - 1 p. 172, qui récapitule la valeur de  $d$  pour les différentes épaisseurs utilisées, obtenues par une méthode semi-automatique avec le logiciel AnalysisPro sur des images AFM [112]). Les grains ont tendance à augmenter de diamètre lorsque l'épaisseur de la couche augmente [126] [127]. Cependant, au sein d'une même couche, il est possible qu'il y ait une augmentation de la taille des grains de l'interface vers la surface. Malheureusement, les images AFM qui nous ont servi à estimer  $d$  ne peuvent nous révéler un tel comportement.



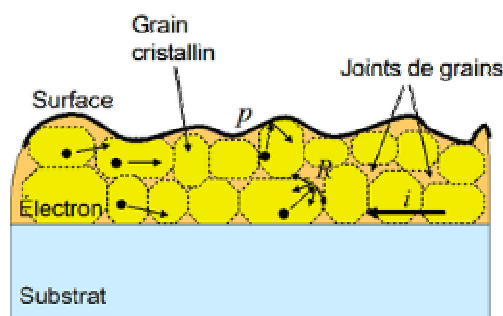


Figure 3.3-12 – Mécanismes du transport électronique dans un film polycristallin.

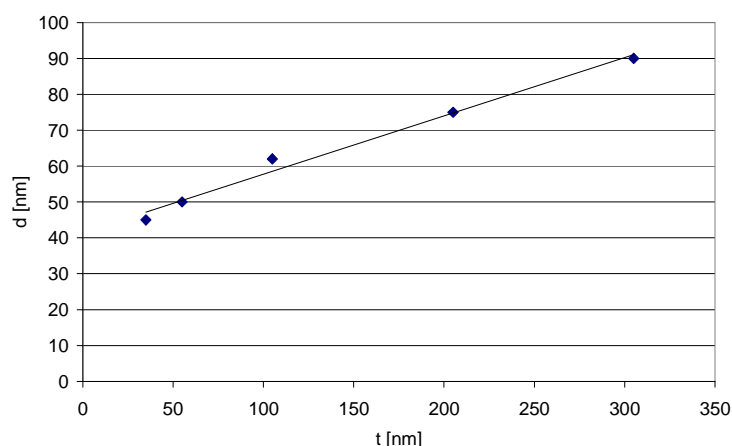
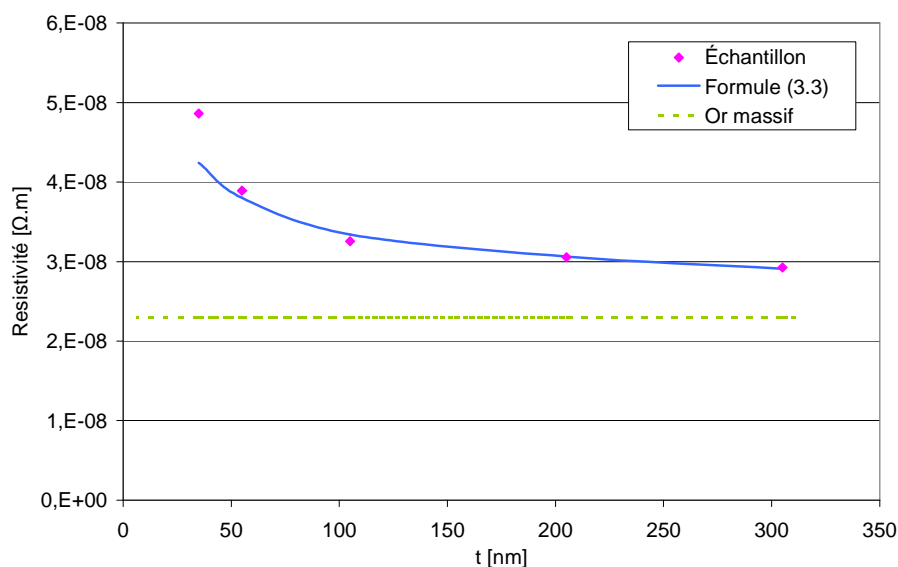


Figure 3.3-13 – Évolution de la taille des grains d'or en fonction de l'épaisseur du film.

Un graphique montrant l'évolution de la résistivité d'une couche d'or en fonction de son épaisseur est montré à la Figure 3.3-14. Nous avons utilisé  $p = 0$ ,  $R = 0,27$  (paramètre d'ajustement),  $\lambda_e = 38$  nm et  $\rho_{massive} = 2,3 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ . Nous avons également tracé la variation de la résistivité mesurée des échantillons en fonction de leur épaisseur. Les deux courbes montrent la même tendance : la résistivité augmente lorsque l'épaisseur diminue, et elle augmente d'autant plus rapidement que les épaisseurs sont faibles. Nous voyons en outre qu'à partir d'une épaisseur de 35 nm, la formule de Mayadas-Shatzkes ne donne pas un résultat concordant avec la mesure. Cela peut être dû au fait qu'à cette épaisseur, qui correspond au libre parcours moyen de l'électron, d'autres phénomènes physiques que ceux décrits ci-dessus entrent en jeu.

Figure 3.3-14 – Variation de la résistivité en fonction de l'épaisseur  $t$  de la couche (or,  $L = 200 \mu m$ ,  $i = 1$  mA).

### 3.3.4. Évaluation de la résistance de contact pour le nano-commutateur

Dans le cas du nano-commutateur, le contact électrique sera réalisé par un contact platine/platine (voir la section 2.2.5 et Figure 2.2-19 p. 67). Plusieurs approches, s'inspirant de ce que nous avons vu dans les paragraphes précédents, peuvent être utilisées pour estimer la valeur de la résistance de contact.

Au niveau des caractéristiques macroscopiques, le contact est déterminé par :

- La forme : contact plan/plan, d'une aire apparente estimée à  $1 \mu\text{m}^2$  ( $2 \mu\text{m} \times 500 \text{ nm}$ ) ;
- La rugosité : pour le platine, elle est de l'ordre de  $8 \text{ \AA}$  (voir Figure 3.3-16) ;
- La présence d'une xéno-couche : le platine ne s'oxydant pas, cette xéno-couche pourrait provenir de matériaux contaminants. En première approximation, nous la négligerons. Cependant, il est à noter que le procédé de libération choisi conduit effectivement à une sévère contamination au-delà de certaines dimensions (voir sections 4.2.1.4 et 4.2.2.4). La valeur dégradée de la résistance de contact pourrait alors amener à revoir ce choix technologique.

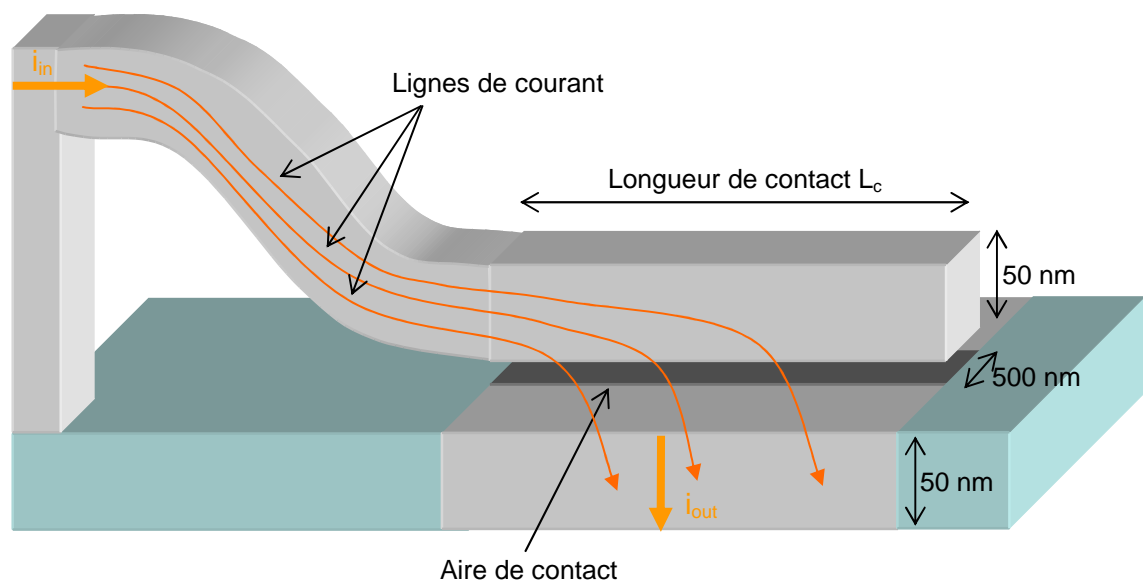


Figure 3.3-15 – Schéma du contact du nano-commutateur.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, nous ne pouvons pas prendre la valeur de la résistivité du matériau massif pour calculer la résistance de contact : nous devons donc tout d'abord trouver la valeur de cette résistivité pour une épaisseur de platine de 50 nm. Des motifs de van der Werf, sur un échantillon de 50 nm de platine, nous ont donné une valeur de  $1,77 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ , ce qui correspond à 170% de la résistivité massive du platine. Nous prendrons cette valeur expérimentale pour la suite des calculs.

Par curiosité, nous comparons cette valeur avec celle obtenue par la formule (3-3). Nous reprenons les paramètres  $p$  et  $R$  arrêtés pour l'or (0 et 0,27 respectivement). Le libre parcours moyen des électrons dans le platine est calculé avec les valeurs mesurées dans la publication de Fisher et al [106], qui s'intéressent à de très fines couches de platine. Nous avons :

$$\frac{\sigma_{\text{bulk}}}{\lambda_e} = \frac{\sigma_{\text{mesurée}}}{\lambda_{\text{mesurée}}}$$

avec une valeur de  $\sigma_{\text{bulk}}$  de  $9,6 \cdot 10^6 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$  [104], et un rapport  $\lambda_{\text{mesuré}} / \sigma_{\text{mesurée}}$  de  $20,25 \cdot 10^{-16} \Omega \cdot \text{m}^2$ . Nous trouvons donc  $\lambda_{e \text{ Pt}} = 19,44 \text{ nm}$ . Nous avons considéré que les grains de Pt faisaient 20 nm de diamètre (voir Figure 3.3-16) et pris comme valeur de résistivité massive du platine  $1,04 \cdot 10^{-7}$

$\Omega.m$  [104]. La formule (3-3) donne une résistivité théorique de  $1,70.10^{-7} \Omega.m$ , ce qui correspond à 96 % de la valeur mesurée. Nous voyons par ce rapide calcul que la formule de Mayadas-Shatzkes décrit plutôt bien le comportement des métaux en couche mince.

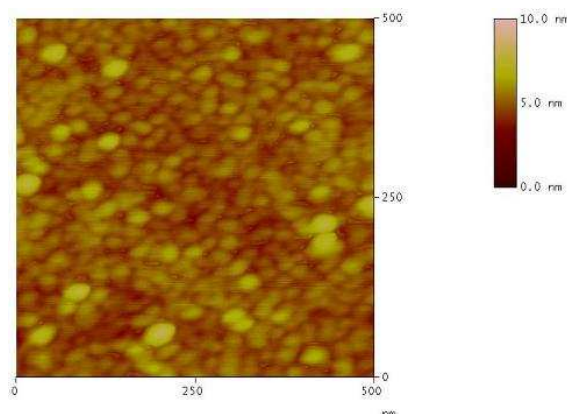


Figure 3.3-16 – Image AFM d'une couche de platine de 50 nm : la rugosité est de l'ordre de 8 Å et la taille des grains de 20 nm.

Cette résistivité en couche mince calculée, nous pouvons maintenant évaluer la résistance de contact. Nous le ferons de trois façons différentes :

1. En **utilisant la formule de Holm** (3-1) : la Figure 3.3-17 montre la force d'attraction entre les deux aimants lorsque le commutateur est fermé. Nous estimerons que la force de contact est équivalente à cette force d'attraction, qui vaut  $0,1406 \text{ N.m}^{-1}$ . Le contact faisant  $3 \mu\text{m}$  de long, nous estimons donc que la force de contact est égale à  $0,422 \mu\text{N}$ . La dureté du platine en couche mince étant de 3,5 GPa (donnée expérimentale obtenue pour une couche de 100 nm de Pt par la méthode exposée dans [112]), la formule de Holm donne une résistance de contact d'environ  **$14,3 \Omega$** .

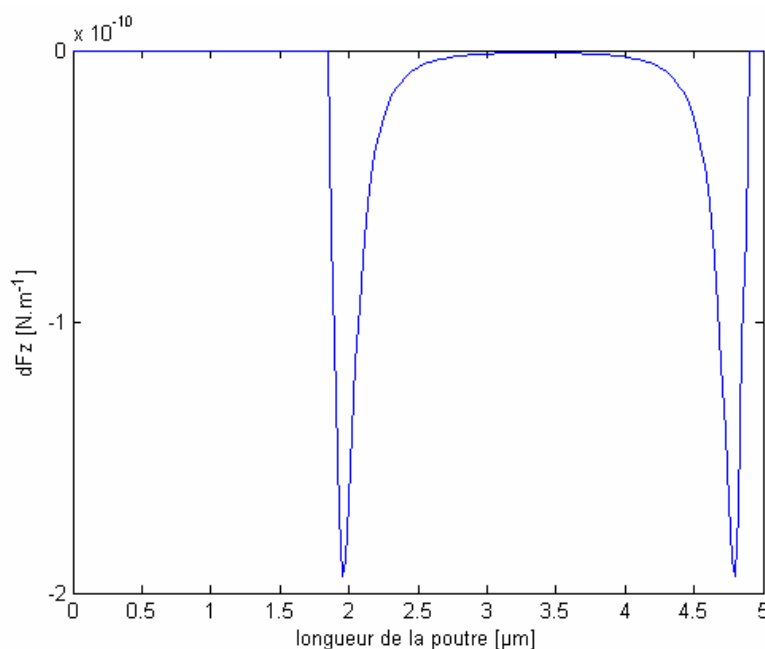


Figure 3.3-17 – Force d'attraction entre les deux aimants lorsque le commutateur est fermé.

2. En pratiquant une **homothétie sur les valeurs connues des résistances de contact des MEMS**. D'après la formule de Holm, la résistance est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la force de contact. Nous avons calculé le facteur de proportionnalité

pour chacun des MEMS présenté dans le Tableau 3.3-2, et nous avons considéré le meilleur puis le pire scénario, qui se présentent respectivement pour les références [111] et [110]. Nous voyons qu'en fonction du scénario, la résistance de contact du nano-commutateur varie d'un facteur 1000, de **22 mΩ** à **20,3 Ω**.

Tableau 3.3-5 – Calcul du facteur de proportionnalité entre la force et la résistance de contact.

Référence	Force contact [μN]	Résistance [Ω]	Facteur de proportionnalité
[113]	10	0,5	$1,58 \cdot 10^{-3}$
[114]	10	0,3	$9,49 \cdot 10^{-4}$
[111]	200	0,001	$1,41 \cdot 10^{-5}$
[110]	50	1,87	$1,32 \cdot 10^{-2}$
Meilleur scénario	0,422	0,022	$1,41 \cdot 10^{-5}$
Pire scénario	0,422	20,3	$1,32 \cdot 10^{-2}$

- En faisant une **modélisation par éléments finis** : la Figure 3.3-18 montre la géométrie utilisée pour la modélisation. Nous avons considéré une poutre de platine de 8 μm de long, d'épaisseur 50 nm et de largeur 500 nm. Elle est défléchie de 50 nm (valeur typique de gap pour un nano-commutateur) et fait contact avec un plot de platine par une aire de 500 nm x 2 μm. Nous appliquons une différence de potentiel de 20 mV entre l'extrémité encastree de la poutre et le dessous du plot de platine, et nous regardons la valeur du courant sortant (remarquons que nous avons veillé à prendre une différence de potentiel du même ordre de grandeur que celle trouvée à la section 2.2.5, pour laquelle la lecture se fait sans aucune influence sur l'état du commutateur). Cela nous permet d'obtenir la résistance totale du dispositif. Celle-ci, lorsqu'on suppose un contact parfait, fait 42,75 Ω. Nous définissons ensuite des zones isolées au niveau du contact. Ces zones mesurent au minimum 100 nm x 250 nm, ce qui est bien plus grand que le libre parcours moyens des électrons dans le platine (19 nm) et nous permet de nous placer dans un régime de conduction diffusive. La Figure 3.3-19 montre l'emplacement des zones isolées que nous avons définis de manière aléatoire. En soustrayant la résistance de ces nouveaux systèmes à la résistance de référence de 42,75 Ω, nous obtenons la résistance de contact. La valeur de celle-ci est tracée Figure 3.3-20 en fonction de l'aire de contact.

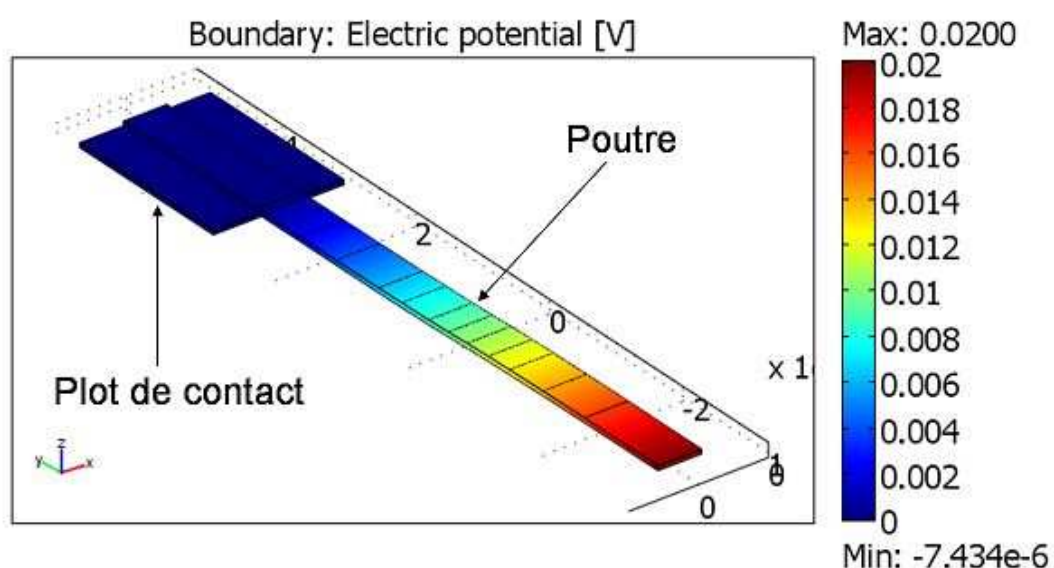


Figure 3.3-18 – Géométrie utilisée pour la modélisation de la résistance de contact par FEM.

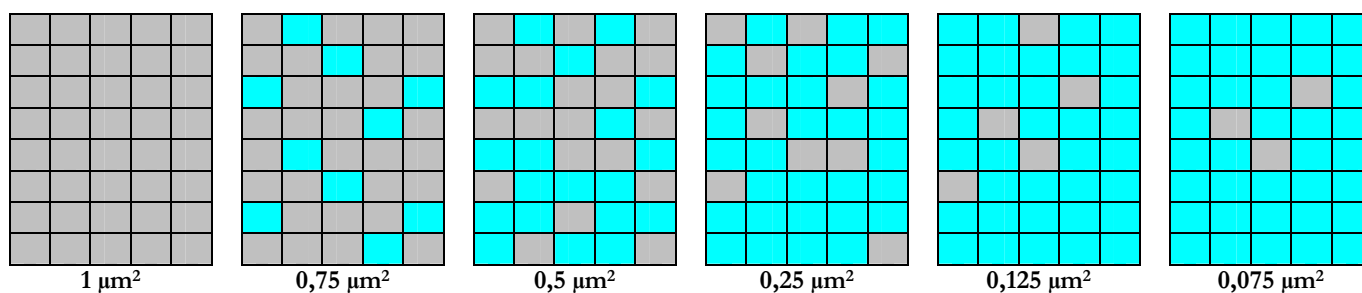


Figure 3.3-19 – Évolution de l'aire de contact réelle (les zones grises correspondent aux zones conductrices, et les bleues aux zones isolées).

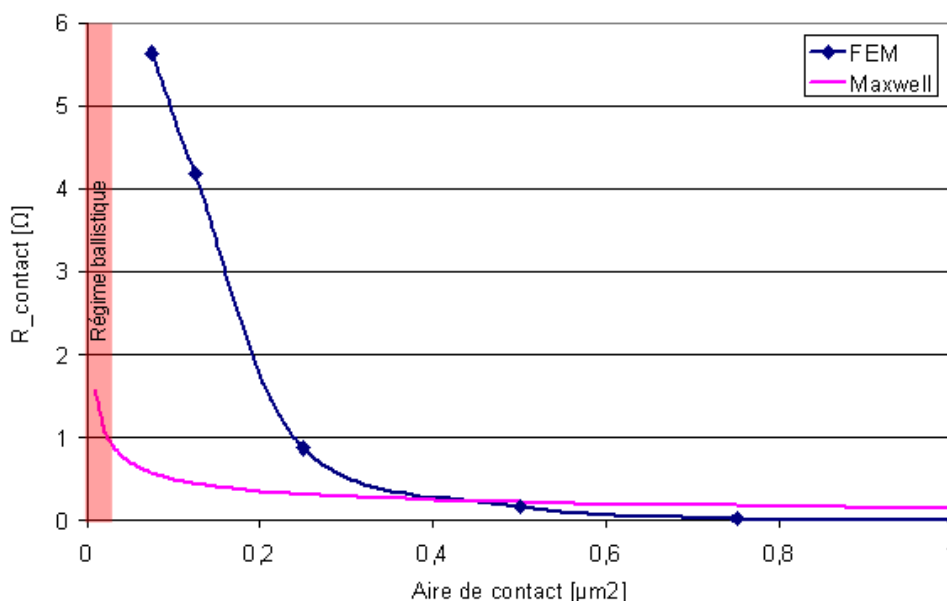


Figure 3.3-20 - Évolution de la résistance de contact en fonction de l'aire de contact obtenue par simulation FEM et par l'équation de Maxwell.

Nous voyons que pour un contact très imparfait, de 7,5% de l'aire de contact initiale, la résistance de contact est de **5,6 Ω**, soit 13% de la résistance du nano-commutateur en lui-même. Nous en concluons que la résistance de contact ne devrait pas être un problème car elle est du même ordre de grandeur que les amenées de courant, que ce soit dans un commutateur série ou parallèle. Nous pouvons d'ailleurs constater cela à la Figure 3.3-18 où nous voyons que la chute de tension maximale a lieu le long de la poutre. Cela suppose tout de même que les conditions du régime diffusif, i.e. l'obtention d'aire de contact réelle supérieure au libre parcours moyens des électrons, soient remplies. Dans l'optique de la réalisation d'un nano-commutateur, il est donc préférable d'utiliser des métaux avec des parcours d'électrons libres les plus faibles possibles (voir le Tableau 3.3-1 pour la valeur de  $\lambda_e$  divers métaux).

Nous voyons que cette résistance de contact semble suivre une loi en  $1/r$ , comme la loi de Maxwell. Celle-ci ne pouvait s'appliquer ici, car l'hypothèse des matériaux massifs semi-infinis n'est pas valide, l'épaisseur des matériaux étant inférieure à l'aire de contact. Nous voyons sur la Figure 3.3-20 que la formule de Maxwell sous-estime la résistance de contact pour une aire de contact inférieure à 40% à l'aire initiale. Nous avons également indiqué sur la figure la limite du régime diffusif, i.e. la zone où le diamètre de contact est inférieur à 5 fois le libre parcours moyen du platine ( $2r < 100\text{nm}$ ).

Remarquons que nous avons décidé de ne pas utiliser directement la formule de la résistance de constriction que nous avons présentée. En effet, le sens du courant fait que le modèle établi est mal adapté au cas présent du nano-commutateur : au niveau du contact, les dimensions latérales du contact ( $2\text{ μm} \times 500\text{ nm}$ ) sont plus grandes que la section de la poutre ( $50\text{ nm} \times 500$

nm), ce qui, dans le cas d'un contact parfait, n'engendre pas de phénomène de constriction (voir les lignes de courant sur la Figure 3.3-15). Notons en outre que si nous réduisons les dimensions de façon à avoir un contact qui entraîne une constriction du courant, la surface de ce contact sera alors inférieure à quelques dizaines de nanomètres, et nous entrons à ce moment-là en régime balistique de conduction.

### 3.3.5. Conclusion sur les résistances de contact

L'étude du contact électrique, bien que menée depuis plusieurs dizaines d'années et bénéficiant déjà d'une description théorique conséquente, est un domaine très dynamique, notamment parce que cela détermine en partie les performances des MEMS par rapport aux technologies concurrentes. Pour ceux-ci, les valeurs actuelles des résistances de contact sont de l'ordre de l'Ohm, pour des forces de contacts de quelques dizaines voire centaines de micro Newtons et des surfaces de contact de la dizaine de  $\mu\text{m}^2$ .

Nous avons établi une expression analytique simple donnant la résistance d'un contact parfait entre deux corps, ou résistance de constriction. Ce modèle a été validé par des données expérimentales, sur des échantillons variant selon plusieurs paramètres géométriques. Ces échantillons représentaient des contacts électriques idéaux, puisqu'excluant les effets de xéno-couche, de la rugosité de surface ou des résistances causées par l'échauffement ou les tensions thermoélectriques.

Nous avons également montré que lorsque l'épaisseur du film devient comparable au libre parcours moyen des électrons, la résistance de constriction n'est plus déterminée seulement par l'effet de constriction. Nous avons tenu compte de l'évolution de la résistivité et montré que la formule théorique peut être appliquée également dans le cas de films très minces (35 nm). Plusieurs auteurs qui ont étudié les contacts des couches minces n'ont pas toujours pris en compte la variation de la résistivité par rapport à celle du matériau massif, qui en fait évolue de façon non négligeable avec l'épaisseur.

Nous avons enfin appliqué la description théorique du contact électrique, éclairée par les données expérimentale, au cas du nano-commutateur. Le Tableau 3.3-1 résume les valeurs obtenues par différents modes de calcul. Nous voyons que la valeur de la résistance de contact la plus élevée (20,3  $\Omega$ ) correspond à la résistance de contact d'un fil de platine de section 250 nm x 50 nm et de longueur 1,5  $\mu\text{m}$  (21,24  $\Omega$ ).

Tableau 3.3-6 – Bilan des valeurs de résistances de contact en fonction de la méthode de calcul.

Méthode	$R [\Omega]$
Holm (formule ( 3-1 )	14,3
MEMS (meilleur scénario)	0,022
MEMS (pire scénario)	20,3
FEM (50% contact apparent)	0,17
FEM (7,5% contact apparent)	5,6

## 3.4. Conclusion sur le nano-commutateur

### 3.4.1. Synthèse du Chapitre 3

Ce chapitre concerne uniquement le nano-commutateur : nous y présentons tout d'abord un cahier des charges idéal, auquel devrait répondre le nanosystème afin d'être d'une réelle utilité dans les applications que nous avons présentées à la section 1.4.1.1.

La première partie présente le procédé de fabrication du nano-commutateur. Nous avons explicité les contraintes géométriques qui ont influencé son dimensionnement, et qui sont

principalement la résolution lithographique (250 nm dans le cas du DUV) et la limitation du nombre de niveau de masques, qui nous a conduit à utiliser la ligne T comme ligne de lecture. L'utilisation d'un empilement AF/FM/AF a ajouté des contraintes technologiques, notamment le choix d'un procédé de libération basé sur du XeF<sub>2</sub>, utilisant comme couche sacrificielle du titane. L'empilement auquel nous avons abouti étant très complexe, et nécessitant pour certaines étapes des développements technologiques, nous avons choisi d'inclure dans nos masques des motifs de tests électriques paramétriques, qui nous ont permis de vérifier certains paramètres au cours de la fabrication. Grâce à ces motifs, nous avons pu détecter très tôt un problème de contact électrique, provenant de la difficulté à remplir des caissons d'oxyde par du métal. La solution de rechange évidente était d'utiliser un procédé inverse : réaliser les lignes métalliques, puis combler les trous par de l'oxyde. Malheureusement, cela nécessitait de réaliser un nouveau masque lithographique, ce qui, pour des raisons de coût, n'était pas faisable. Nous avons donc travaillé sur le procédé de remplissage des caissons d'oxyde et trouvé la solution de réaliser le dépôt d'AlCu en plusieurs fois, ce qui permet d'augmenter la hauteur du métal déposé dans les caissons. De nouveaux tests électriques paramétriques nous ont permis d'affirmer que les plaques ainsi réalisées ne représentaient pas de défauts technologiques majeurs.

La deuxième partie de ce chapitre traite de la problématique des contacts électriques. Nous y avons présenté un modèle de résistance de constriction en 2D, que nous avons validé expérimentalement. Ce travail nous a permis de mettre en évidence la variation de la résistivité des métaux en fonction de leurs épaisseurs. Nous avons vérifié la formule de Mayadas-Shatzkes, qui décrit la variation de la résistivité en tenant compte des pertes électroniques à la surface et aux joints de grains. La partie théorique ainsi que l'étude bibliographique que nous avons réalisées sur les contacts dans les MEMS nous ont permis de proposer plusieurs approches pour calculer la résistance de contact du nano-commutateur. Nous avons trouvé que la valeur maximale qu'elle pouvait atteindre était de 20  $\Omega$ , soit du même ordre de grandeur que la résistance d'un nanofil de platine.

### 3.4.2. Respect du cahier des charges

Un élément essentiel du cahier des charges du nano-commutateur que nous n'avons pas encore évoqué est sa consommation. Nous pouvons la déterminer grâce au dimensionnement des lignes H et T que nous avons effectué dans le chapitre précédent :

- Consommation de la ligne H (voir section 2.1.2.3) :

La puissance consommée par la ligne H peut se calculer par :

$$P_{\text{Ligne}_H} = RI^2 = \frac{\rho L}{wt} (wtJ_{\max})^2 = \rho LwtJ_{\max}^2$$

Pour une densité de courant  $J_{\max}$  de 10<sup>11</sup> A.m<sup>-2</sup>, avec les dimensions minimale et maximale données dans le Tableau 2.1-1 p. 47, la puissance consommée est de 230 mW pour la plus petite dimension à 540 mW pour la plus grande. Cela correspond à une tension d'actionnement de 0,23 V.

- Consommation de la ligne T (voir section 2.2.4) :

La puissance consommée par la ligne T peut se calculer par :

$$P_{\text{ligne}_T} = \frac{V^2}{R_{\text{système}}}$$

Nous avons établi qu'une tension de 0,12 V suffisait à établir une température de plus de 200°C dans l'AF. La résistance complète du système varie de 13,5  $\Omega$  à 14,1  $\Omega$  (lignes métalliques d'accès incluses). Cela donne une puissance dissipée par la ligne T d'environ 1 mW, ce qui est négligeable par rapport à la consommation de la ligne H.

La consommation totale du nano-commutateur est donc au maximum de 540 mW pour un dispositif de 10  $\mu\text{m}$  de long. Les tensions d'actionnement mises en jeu sont inférieures à 300 mV.

Ces calculs tiennent compte des amenées métalliques dans le commutateur. Dans une optique d'intégration, ces amenées peuvent être réduites : par exemple, si la longueur de la ligne H est ramenée à 10  $\mu\text{m}$ , la tension de commutation nécessaire est inférieure à 30 mV.

Le Tableau 3.4-1 reprend le cahier des charges initial établi en début de chapitre et le compare avec les résultats obtenus. Nous voyons que nous n'avons rencontré aucun obstacle sur les performances attendues du nano-commutateur. Cependant, plusieurs questions subsistent, notamment sur le temps de commutation, comme nous l'avons déjà évoqué dans la conclusion du chapitre précédent. De plus, les capacités parasites induites par le nano-commutateur restent à déterminer.

**Tableau 3.4-1 – Comparaison entre le cahier des charges initial et les résultats attendus du nano-commutateur.**

	<b>Cahier des charges</b>	<b>Nano-commutateur</b>
Dimension totale	$< 100 \times 100 \mu\text{m}^2$	10 x 10 $\mu\text{m}^2$ (en tenant compte des amenés de courant) 10 x 10 $\mu\text{m}^2$ en intégration ultime
Temps de commutation	10 – 100 $\mu\text{s}$ (power gating)	À déterminer <sup>(1)</sup>
	10s – 100s ns (DC/DC)	À déterminer <sup>(1)</sup>
Tension d'actionnement	$< 3 \text{ V}$	0,1 et 0,23 V
Consommation	Commutation : ?	540 mW
	Maintien : $<< \mu\text{A}$	0
Résistance de contact à l'état ON	$0.1 < R_{\text{ON}} < 100 \Omega$	22 m $\Omega$ jusqu'à 20 $\Omega$ dans le pire scénario (voir section 3.3.4)
Capacité parasite	$< \text{pF}$	Dépend de la technologie de lecture (utilisation d'un ASIC ( <i>Application Specific Integrated Circuit</i> ) ou intégration monolithique)

<sup>(1)</sup> Le temps de commutation sera limité par la mécanique du système, car le temps de retournement de l'aimantation de la couche de commutation est très faible ( $< 1 \text{ ns}$ )

### 3.4.3. Amélioration et perspectives

Le modèle de résistance de contact gagnerait à être approfondi. En effet, les différents modèles que nous avons proposés n'évoquent pas les problèmes d'électro-migration ou de chauffage qui peuvent intervenir lorsqu'un courant élevé traverse une petite section. Nous n'avons pas non plus évoqué le problème de la tenue du commutateur sur plusieurs cycles de commutation et de la dégradation du contact qui en résulte. Ce problème fait l'objet d'un travail de thèse au sein du LETI [128]. De plus, nous avons constamment supposé que nous étions en régime diffusif de conduction : le nano-commutateur tel que nous l'avons dimensionné devrait répondre à cette hypothèse ; cependant, la question de la conduction en régime balistique reste ouverte, notamment dans une optique de réduction des dimensions plus agressive.

Nous avons fabriqué à la PTA plusieurs cantilevers qui devraient permettre de travailler sur les résistances de contact platine/platine. La Figure 3.4-1 montre l'une de ces structures, pour lesquelles nous avons utilisé un procédé de fabrication similaire aux nano-résonateurs en 100 nm (voir la section 4.2.1.2). Ces micro-cantilevers n'ont pas de système d'actionnement intégré, mais



leur largeur est suffisamment importante pour qu'ils puissent être actionnés par nano-indentation ou par une pointe AFM. Nous avons également prévu des plots suffisamment larges pour réaliser une mesure 4 pointes de la résistance de contact. Ces dispositifs devraient être exploités au sein du LCFM dans le cadre de l'étude des résistances de contact.

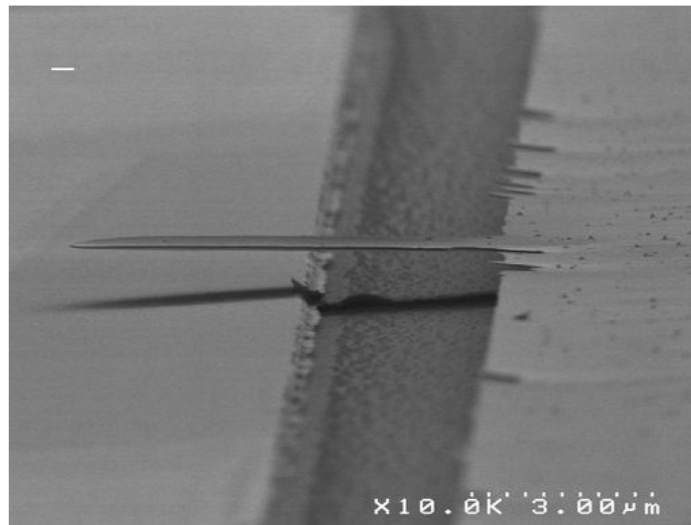


Figure 3.4-1 – Cantilever de platine de  $7\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ nm}$  (longueur x largeur x épaisseur) au-dessus d'un plot de platine.

## Chapitre 4. Nano-résonateur magnétique

### *Présentation du chapitre*

Ce chapitre concerne la réalisation du nano-résonateur et les mesures de son déplacement qui ont été effectuées subséquemment. Nous commençons par revenir brièvement sur les caractéristiques que devrait présenter le dispositif pour rivaliser avec ceux de l'état de l'art établi dans le premier chapitre de cette thèse.

Nous détaillons ensuite la fabrication du résonateur, qui a été effectuée sur deux filières : la première s'est faite grâce à la technologie accessible à la PTA. La limite de la résolution lithographique nous a permis d'obtenir des dispositifs de  $1,6\text{ }\mu\text{m}$  de large et de  $4\text{ }\mu\text{m}$  de long pour les plus petits, avec un gap de l'ordre de  $150\text{ nm}$ . Nous détaillons les stratégies technologiques qui ont été adoptées lors de la fabrication, ainsi que le procédé de libération sec basé sur le difluorure de xénon ( $\text{XeF}_2$ ) que nous avons utilisé. Quant à la deuxième filière technologique, elle a été réalisée sur la plate-forme du LETI : nous avons pu obtenir des dispositifs de  $250\text{ nm}$  de large pour  $2\text{ }\mu\text{m}$  de long avec des gaps de  $200\text{ nm}$ . Nous exposons le travail qui a été effectué pour résoudre les problèmes technologiques liés à la gravure ionique de petits motifs ainsi que les résultats intermédiaires obtenus en cours de procédé. Enfin, nous revenons sur la gravure  $\text{XeF}_2$ , qui se révèle être d'autant plus adéquate que l'on réduit les dimensions.

La troisième section de ce chapitre porte sur les techniques de mesure du mouvement du nano-résonateur. À ce niveau de taille, les signaux engendrés sont très faibles et souvent noyés dans le bruit électronique de fond. Nous exposons dans une première partie la technique de détection optique par vibrométrie laser par effet Doppler que nous avons utilisée. Cette technique permet d'étudier des déplacements de l'ordre du picomètre, et nous avons effectivement observé le mouvement de nos poutres excitées magnétiquement. Dans une deuxième partie, nous détaillons les stratégies de mesures électriques adoptées habituellement pour les NEMS à actionnement magnétique, et nous voyons comment elles pourraient s'appliquer à notre système.

Enfin, nous concluons ce chapitre en revenant sur le cahier des charges et en voyant dans quelle mesure notre nano-résonateur peut y répondre. Nous proposons également des pistes d'amélioration du dispositif ainsi que de la réalisation de la mesure.

### 4.1. Cahier des charges

L'état de l'art que nous avons dressé dans la section 1.4.2 nous permet de définir les caractéristiques que notre nano-résonateur devrait idéalement présenter pour être compétitif. Les plus hautes fréquences de résonance atteintes, de 1,029 GHz, l'ont été dans le vide et sous basse température (37 K maximum), par un actionnement et une détection magnétiques [43]. Nous avons choisi de nous limiter ici à des conditions de fonctionnement à température ambiante, car le passage d'un environnement cryogénique à un environnement réaliste pour une application industrielle est loin d'être immédiat. Nous avons de plus exclu les nano-résonateurs à base de nanotubes de carbone, car l'utilisation de ceux-ci dans le cadre d'une intégration large échelle est encore à démontrer.

Le Tableau 4.1-1 liste les quelques NEMS dont le principe d'actionnement peut rivaliser avec celui que nous présentons dans cette thèse. Nous voyons qu'il nous faut viser une fréquence de résonance de l'ordre du MHz à la centaine de MHz : les nano-résonateurs que nous avons dimensionnés sont justement dans cette gamme de fréquence (voir le Tableau 2.3-3 p. 84).

Le Tableau 4.1-2 montre le cahier des charges auquel devrait répondre notre nano-résonateur si l'on voulait l'utiliser en tant que capteur de masse.

**Tableau 4.1-1 – Caractéristiques des NEMS pouvant potentiellement rivaliser avec le nano-résonateur présenté dans cette thèse.**

Ref.	Actionnement	Détection	Matériaux	Forme	Dimension [ $\mu\text{m} \times \mu\text{m} \times \mu\text{m}$ ]	$f_0$ [MHz]
[52]	Électrostatique	Optique (externe)	Si + Cr + Au	Plaque suspendue par des bras	15 x 5 x 0,2	0,485
[55]	Thermo- élastique	Piezorésistif	SiC + métal	U	0,6 x 0,4 x 0,1	125
[53]	Électrostatique	Capacitif	Si	Cantilever	14,5 x 0,265 x 0,58	1,5
[54]	Piézoélectrique	Optique (externe)	GaAs	Cantilever	4 x 0,8 x 0,2	8

**Tableau 4.1-2 – Cahier des charges du nano-résonateur.**

Caractéristique	Valeur
Température de fonctionnement	300 K
Technologie	silicium
Fréquence de résonance	> 1MHz
Résolution en masse	1 zg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 ag/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Bande passante	1 Hz

### 4.2. Fabrication du nano-résonateur

#### 4.2.1. Fabrication en 100 nm

##### 4.2.1.1. Contraintes technologiques

Parallèlement à la fabrication des nano-résonateurs sur la plate-forme du LETI, nous avons fabriqué des dispositifs sur la Plate-forme Amont Technologique (PTA). La machine de lithographie accessible (en 2007) était un aligneur optique par contact (MJB3, avec source UV large 350-450 nm). Cela nous limitait à une résolution de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$  (dans le meilleur des cas), avec un alignement à  $\pm 1 \mu\text{m}$ . Les masques, fabriqués par l'entreprise Delta Mask [129], ont une résolution limitée à 1,5  $\mu\text{m}$  pour une grille de pas de 0,2  $\mu\text{m}$ . Le dimensionnement des structures a donc suivi les règles :

- Dimension minimale de la largeur de poutre :  $1,6 \mu\text{m}$  (ce nombre devait être pair pour que l'aimant puisse être dessiné au milieu de la poutre).
- Compensation du désalignement vertical de  $\pm 1 \mu\text{m}$  par le décalage de l'emplacement de l'aimant vers le haut et vers le bas comme illustré à la Figure 4.2-1.
- Validation de la possibilité de désalignement horizontal de  $\pm 1 \mu\text{m}$  lors du dimensionnement (voir section 2.3.4.2).

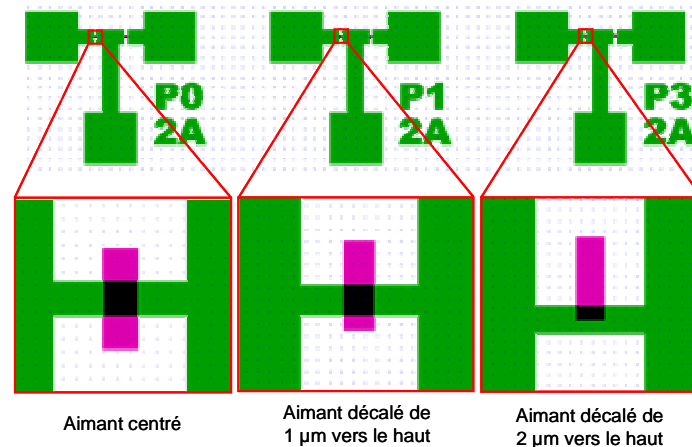


Figure 4.2-1 – Stratégie de gestion du désalignement: pour chacune des configuration, l'aimant a été décalé vers le haut et vers le bas.

Nous avons donc dimensionné les structures en tenant compte de ces contraintes : le nano-résonateur est devenu un petit micro-résonateur, de largeur  $1,6 \mu\text{m}$  ou  $2 \mu\text{m}$  et de longueur variant de  $2 \mu\text{m}$  à  $10 \mu\text{m}$ . Les masques de lithographie, dont les deux niveaux sont représentés à la Figure 4.2-2, ont été dessinés avec le logiciel Clevin 4. Outre les croix d'alignement et des motifs de tests électriques paramétriques qui servent à tester la résistivité des couches métalliques (voir la section 3.2.3 pour plus de détails sur ce genre de tests), nous y avons rajouté des micro-levers et des micro-ponts pour effectuer des tests de contacts électriques (voir la conclusion du Chapitre 3). La plus grande surface du masque est occupée par les structures du micro-résonateur. À gauche, les dimensions des double résonateurs sont inégales (voir la section 4.3.3.3 sur les principes de détection magnétomotrice). À droite, les doubles résonateurs sont de même longueur, et l'on compte uniquement sur les variations de process pour qu'ils aient une résistance légèrement différente.

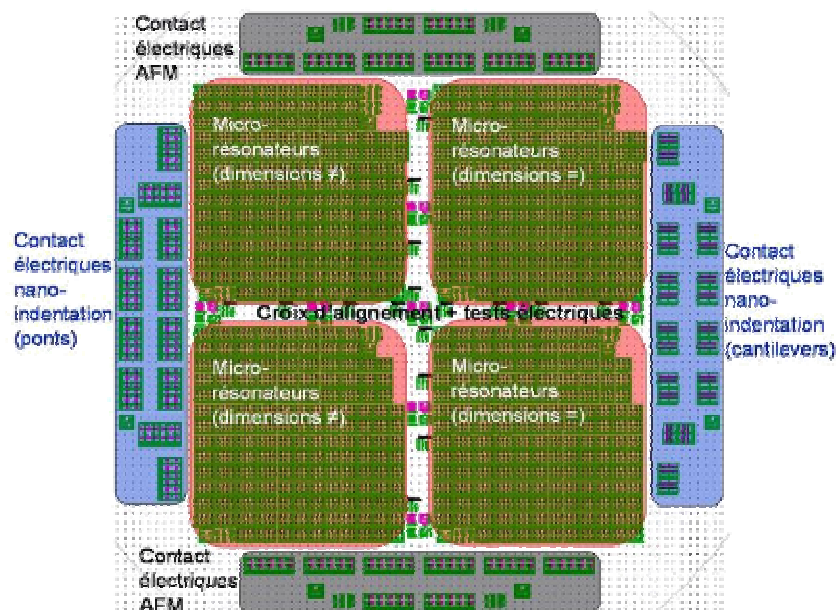
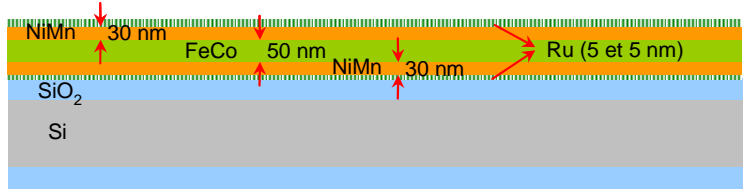
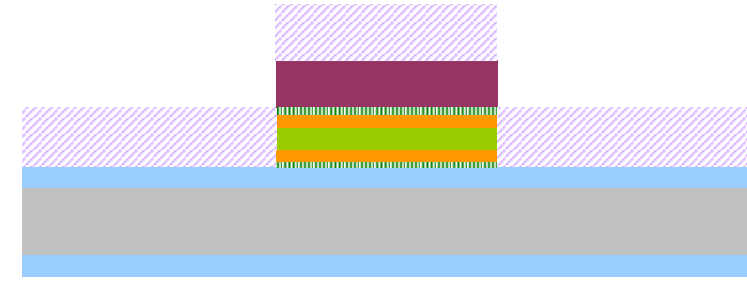
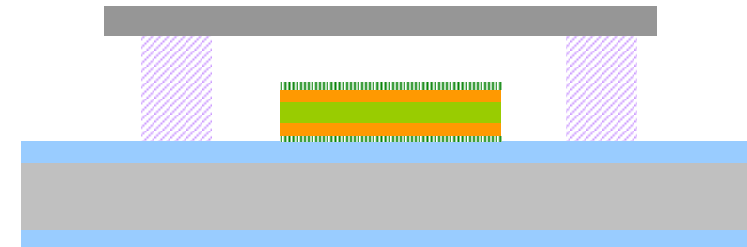


Figure 4.2-2 – Vue complète des masques lithographiques.

#### 4.2.1.2. Empilement réalisé à la PTA

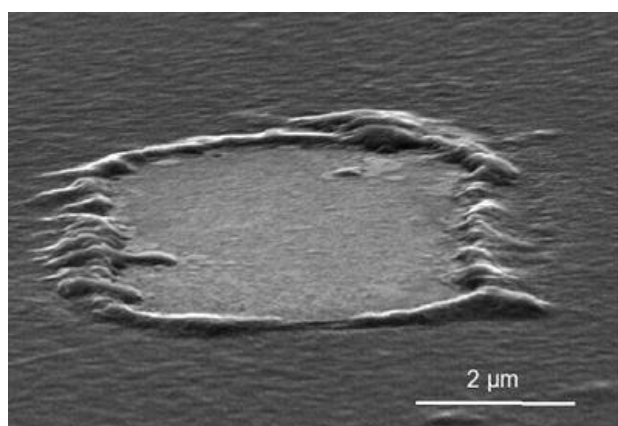
La fabrication à la PTA nous a permis d'utiliser un procédé de lift-off, ce qui n'était pas possible sur la plate-forme technologique du LETI. L'empilement s'en est retrouvé simplifié, notamment par la possibilité de compenser le dénivelé laissé par la gravure de l'aimant d'une autre façon que par une CMP partielle de la couche sacrificielle (l'étape 11 de l'empilement 200 mm, voir p. 134). L'empilement réalisé en 100 mm est présenté ci-dessous, avec entre parenthèses les variantes possibles. Sa réalisation en avance de phase du lot de plaques 200 mm nous a permis d'optimiser l'empilement présenté à la section 4.2.2.1 (utilisation du masque dur afin de protéger le ruthénium supérieur de l'aimant de la gravure  $\text{XeF}_2$ , validation expérimentale de la libération de poutres de platine).

Tableau 4.2-1 – Empilement technologique pour la fabrication du nano-résonateur en 100 mm.

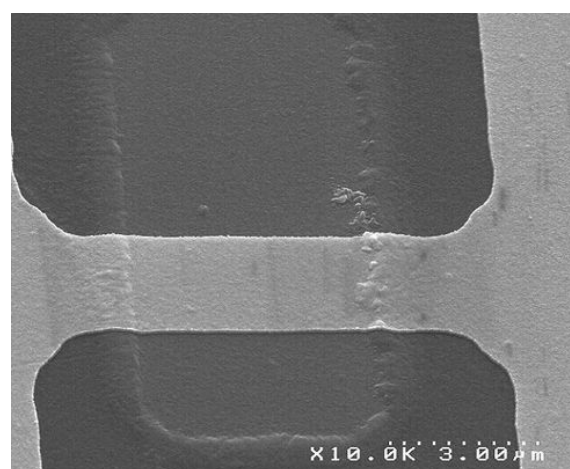
Vue en coupe de la plaque	Étapes
	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Dépôt des couches magnétiques sur une plaque oxydée (pulvérisation cathodique sur une MT900 de Plassys)</li> <li>2. Recuit sous champ (300°C sous 0,05 T <math>10^{-4}</math> mbarr) (Dépôt de 5 nm de Pt par évaporation)</li> <li>3. Lithographie masque 1 : définition des aimants (aligneur MJB3)</li> <li>4. Gravure IBE (Plassys), arrêt sur <math>\text{SiO}_2</math> grâce à une détection par <i>Secondary Ion Mass Spectrometry</i> (SIMS). Un exemple de courbe obtenue lors de la gravure est donné à l'Annexe 5 (Figure A5 - 1 p. 174)</li> <li>5. (stripping sec plasma <math>\text{O}_2</math> dans la machine d'IBE)</li> <li>6. Dépôt de 167 nm de Ti (évaporateur MEB 550S de Plassys)</li> <li>7. Lift-off/stripping (acétone et ultra-son)</li> </ol>
	<ol style="list-style-type: none"> <li>8. Dépôt de 50 nm de Ti (évaporateur MEB 550S de Plassys) (remarque : la réalisation d'un dégage-marque n'est pas nécessaire car les croix d'alignement sont bien résolues grâce au relief qu'elles créent)</li> <li>9. Lithographie masque 2 : structures mécaniques (aligneur MJB3)</li> <li>10. Dépôt 5 nm de Ti + 50 nm de Pt (évaporateur MEB 550S de Plassys)</li> <li>11. Lift-off (acétone et ultra-son)</li> </ol>
	<ol style="list-style-type: none"> <li>12. Libération <math>\text{XeF}_2</math> (Xetch X3C de Xactix, sur la plate-forme technologique du LETI)</li> </ol>

### 4.2.1.3. Nivellement après gravure de l'aimant

L'empilement présenté ci-dessus, s'il est facilement réalisable, n'en garde pas moins des inconvénients qui peuvent détériorer la qualité du dispositif final. La première difficulté est la création d'oreilles de titane lors de l'étape 6. Ces oreilles, montrées à la Figure 4.2-3, se retrouvent par transfert sur la poutre, et peuvent conduire à sa fissuration (Figure 4.2-4). Leur apparition peut provenir de la présence de murs de résine dus aux redépôts métalliques sur les flancs de la résine lors de la gravure IBE (voir la section 4.2.2.2). Cependant cela est peu probable car les oreilles n'apparaissent pas aux mesures profilomètre lorsque l'on saute l'étape de dépôt de Ti après la gravure IBE. La deuxième explication est liée au stripping partiel sec par plasma  $O_2$  qui suit la gravure IBE : ce stripping partiel décroûte la résine, ce qui, malgré la directionnalité de la méthode de dépôt par évaporation, conduit au dépôt de métal sur les bords de l'aimant (voir le mécanisme schématisé à la Figure 4.2-5). Ces oreilles, mesurées au profilomètre, ont une taille de 80 nm en moyenne (pouvant varier entre 34 nm et 115 nm).



Aimant après dépôt Ti et stripping



Poutre déposée sur un aimant (avant libération)

Figure 4.2-3 – Images MEB des oreilles créées sur l'aimant (gauche) et transfert des imperfections sur la poutre (droite).

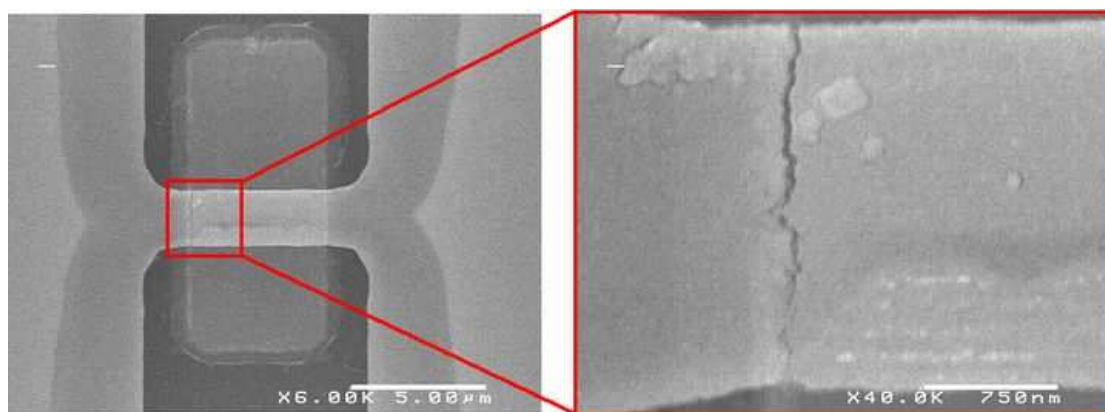


Figure 4.2-4 – Fissure sur la poutre due au relief de l'aimant en dessous (après libération).

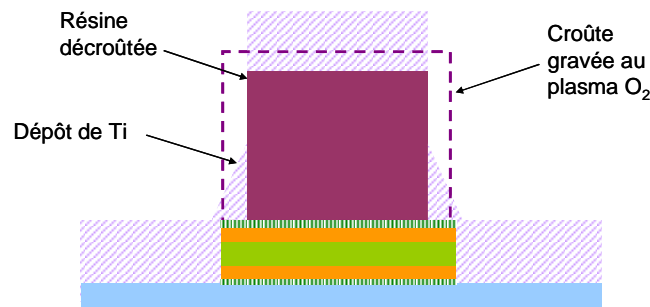


Figure 4.2-5 – Mécanisme de formation des oreilles de titane.

Le deuxième problème est que le dépôt de Ti avant l'étape de stripping 7 ne suffit pas à combler parfaitement le relief de l'aimant. Cela s'explique par l'inhomogénéité de la gravure IBE et de celle du dépôt métallique subséquent (dans le meilleur des cas, l'uniformité de la gravure IBE est d'environ 5 % sur une plaque de 100 nm et celle du dépôt de 2 %). La Figure 4.2-6 montre le relief typique qui demeure sur la plaque après dépôt du titane et stripping. La différence de hauteur entre le titane et l'aimant varie de  $\pm 10$  nm, ce qui représente 20% de l'épaisseur du platine déposé par la suite.

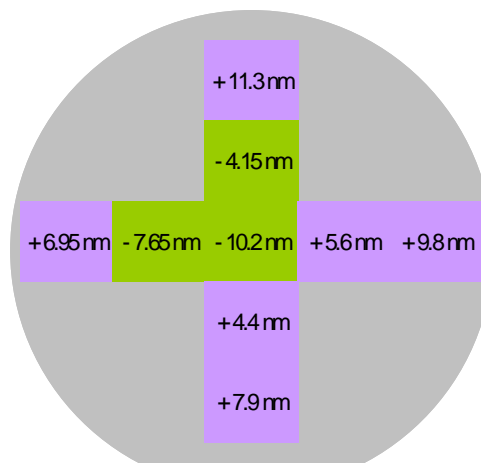


Figure 4.2-6 – Relief typique entre le Ti et le Ru (+ signifie que le Ti est plus haut que le Ru) sur une plaque de 100 mm mesuré au profilomètre après dépôt de Ti et stripping.

#### 4.2.1.4. Libération XeF<sub>2</sub> des plaques 100 mm

Le XeF<sub>2</sub> a été synthétisé au début des années 60, mais son utilisation dans les procédés de micro-fabrication compatible CMOS est plus récente [130]. Les avantages de cette gravure isotropique, qui a lieu spontanément lorsque le gaz est sous forme vapeur, sont multiples : ce procédé à sec évite tout problème de stiction, et par rapport aux gravures plasma, sa sélectivité est très importante (voir par exemple [131] pour une revue des différents types de gravure).

La couche sacrificielle utilisée habituellement pour les MEMS est le silicium. Si la réaction chimique du XeF<sub>2</sub> avec le silicium est bien documentée (voir par exemple [133]), à notre connaissance, aucune information chimique sur la réaction entre le fluorure et le titane n'existe. Par expérience, nous savons que le XeF<sub>2</sub> grave le silicium à une vitesse de 2,3  $\mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ , ce qui, pour le rapport de sélectivité de 85:1 rapporté en [132], devrait correspond à une vitesse de gravure de 27  $\text{nm} \cdot \text{min}^{-1}$  pour le Ti. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la valeur que nous avons expérimentalement obtenue, de 20  $\text{nm} \cdot \text{min}^{-1}$ . Notons toutefois que ces valeurs sont à prendre avec beaucoup de précaution, car comme nous allons le voir, la vitesse de gravure est difficilement prédictible.

Le procédé de gravure que nous utilisons se fait par pulse (typiquement de 10 s) car cela permet d'augmenter la vitesse de gravure. Il a été reporté que cette vitesse augmente linéairement avec la pression de  $\text{XeF}_2$  dans la chambre mais en raison inversement proportionnelle à la température du substrat [133]. Cet effet de la température est en contradiction avec ce que nous avons observé pour la gravure du titane, car nous n'avons pu mesurer aucune attaque du titane à 25°C (nous avons effectué notre procédé à 45°C). La vitesse de gravure augmente lorsque la surface exposée diminue (par exemple, une plaque se grave moins rapidement qu'une demi plaque).

La gravure  $\text{XeF}_2$ , si elle semble adéquate pour la libération de nos résonateurs, présente néanmoins plusieurs inconvénients, à commencer par une rugosité de surface très importante, en tout cas pour le silicium (de quelques microns). Il a été reporté que la rugosité augmentait avec la durée de la gravure et sa profondeur, mais que ce problème pouvait être contenu en diminuant la pression de gravure et en augmentant la température [133]. Le deuxième inconvénient est l'effet du taux d'ouverture sur la vitesse de gravure, qui est très important et rend difficile une gravure uniforme sur un échantillon. Typiquement, la gravure des endroits où la surface du matériau attaqué est moins importante est plus lente que celle des grandes surfaces (voir la Figure 4.2-28 p. 142). K. Sugano et al ont trouvé qu'une pression de gravure plus basse ainsi qu'une température plus haute diminuait cet effet.

Enfin, dans notre cas, le procédé de libération  $\text{XeF}_2$  utilisé a révélé d'autres inconvénients : il génère tout d'abord d'importants redépôts, comme le montre la Figure 4.2-7. Ces redépôts peuvent être dus au titane ou au ruthénium supérieur de l'aimant, qui ne se recombinent pas entièrement avec le fluore. Pour les faibles gaps que nous cherchons à obtenir, cela s'avère incommodant car des particules peuvent se loger sous la poutre et contrarier voire empêcher son mouvement, comme nous le montrons à la Figure 4.3-3 p. 149. De plus, ces particules peuvent se redéposer sur la poutre (voir par exemple la Figure 4.2-12) et en changer de manière non prédictible la fréquence de résonance. Une possibilité d'amélioration du procédé en 100 mm est de déposer une fine couche de platine afin d'encapsuler le ruthénium supérieur de la poutre, comme cela est le cas dans le procédé 200 mm, où l'aimant est protégé par du  $\text{SiO}_2$ .

Expérimentalement, nous avons trouvé que les redépôts s'attachaient plus particulièrement sur les bords de l'aimant (voir la Figure 4.2-8), ce qui rend difficile la libération des structures avec l'aimant décalé que nous avons décrites dans la section 2.3.5.

Les paramètres de gravure que nous avons utilisés sont listés ci-dessous :

- Pression de  $\text{XeF}_2$  : 6 T ;
- Pumpout pressure : 800 mT ;
- Durée du cycle de gravure : 10 s ;
- Température de la chambre : 45°C (les chambres d'expansion du  $\text{XeF}_2$ , qui permettent d'assurer l'injection dans la chambre de gravure d'une pression et d'un volume de gaz connus, sont à environ 41°C).



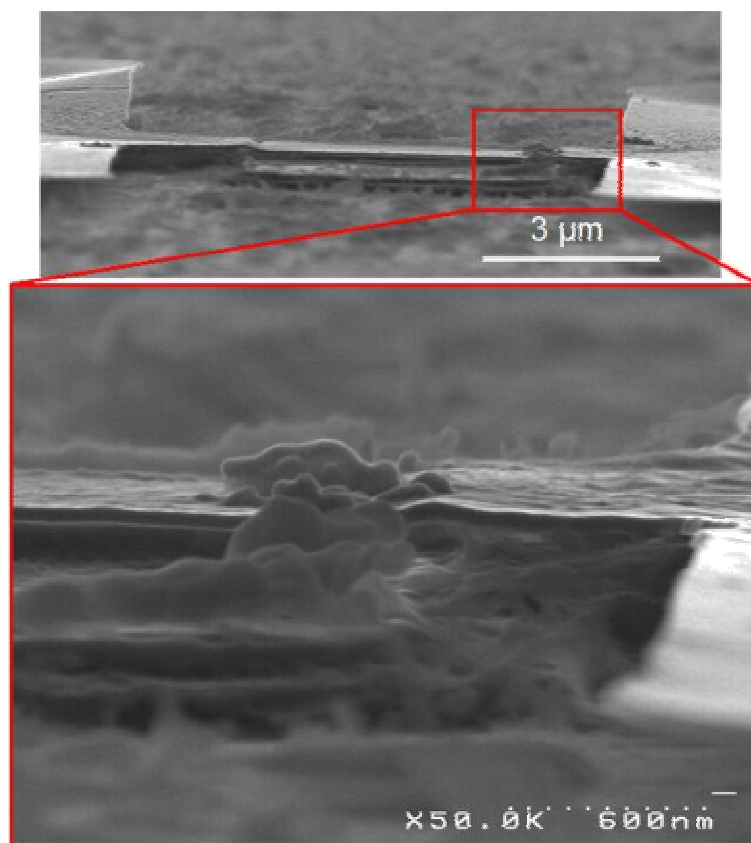


Figure 4.2-7 – Redépôts générés par la gravure XeF<sub>2</sub>.

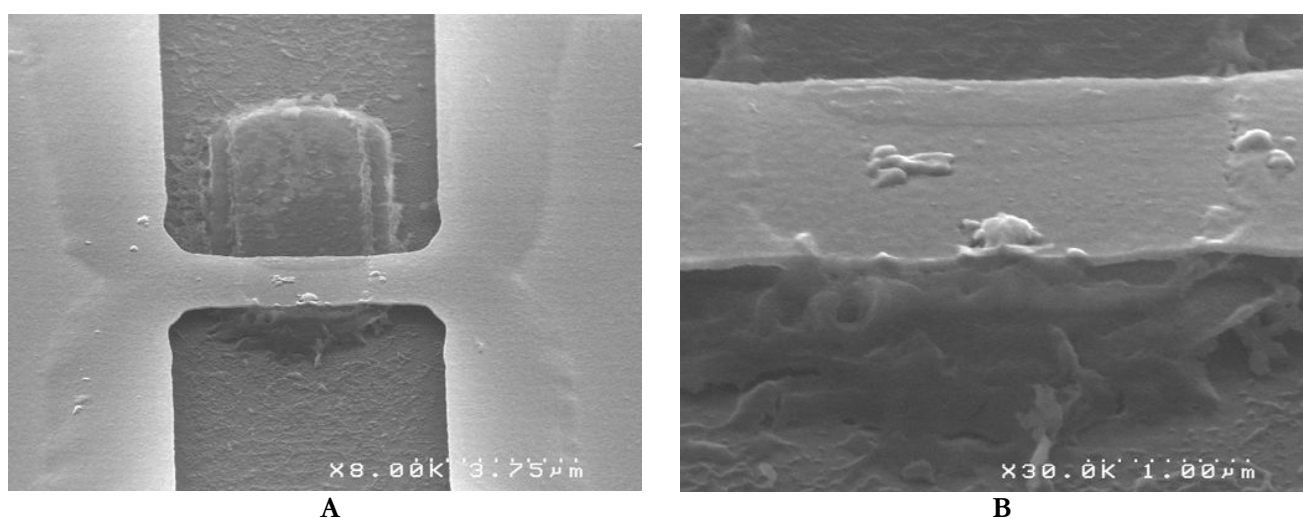


Figure 4.2-8 – Libération d'une poutre décalée vers le bord de l'aimant (B: zoom de l'image A).

Le deuxième inconvénient de la gravure, qui est également lié à la limitation du nombre de niveaux de masques, est que nous faisons une gravure au temps. Cette gravure au temps aurait pu être évitée en rajoutant un niveau de lithographie (avec les contraintes de temps et de désalignement que cela suppose) afin de faire des caissons sous la poutre contenant la couche sacrificielle. Notre empilement avec la couche sacrificielle pleine plaque conduit à libérer les bords des ancrages de la structure, ce qui modifie la fréquence de résonance de manière non négligeable, comme cela est expliqué à la section 4.3.2.1. Cela conduit également à avoir une forme d'ancrage en V (Figure 4.2-9), ce qui provoque des contraintes latérales sur la poutre et la courbe latéralement<sup>12</sup> (Figure 4.2-10).

<sup>12</sup> La courbure transverse de la poutre peut également être due aux gradients de contrainte.

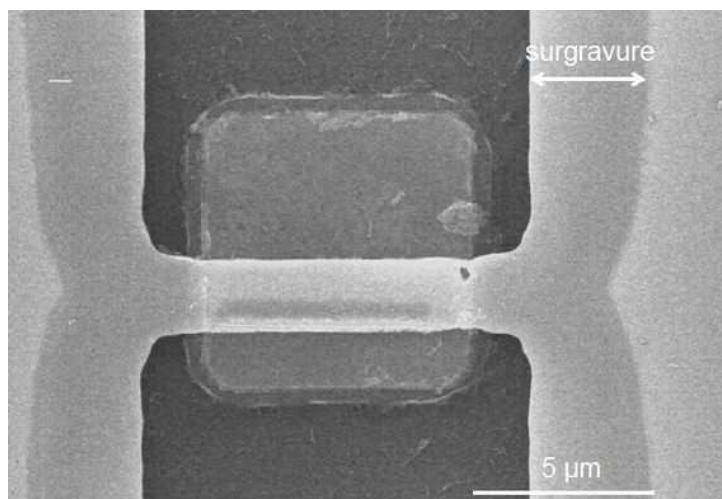


Figure 4.2-9 – Image MEB d'une poutre libérée et de ses ancrages, où l'on distingue la forme en V caractéristique des libérations au temps.

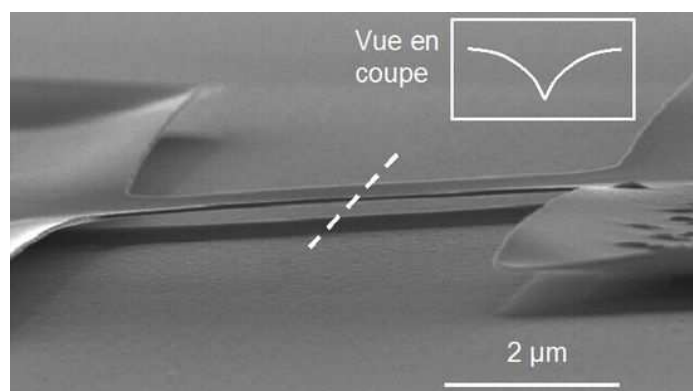
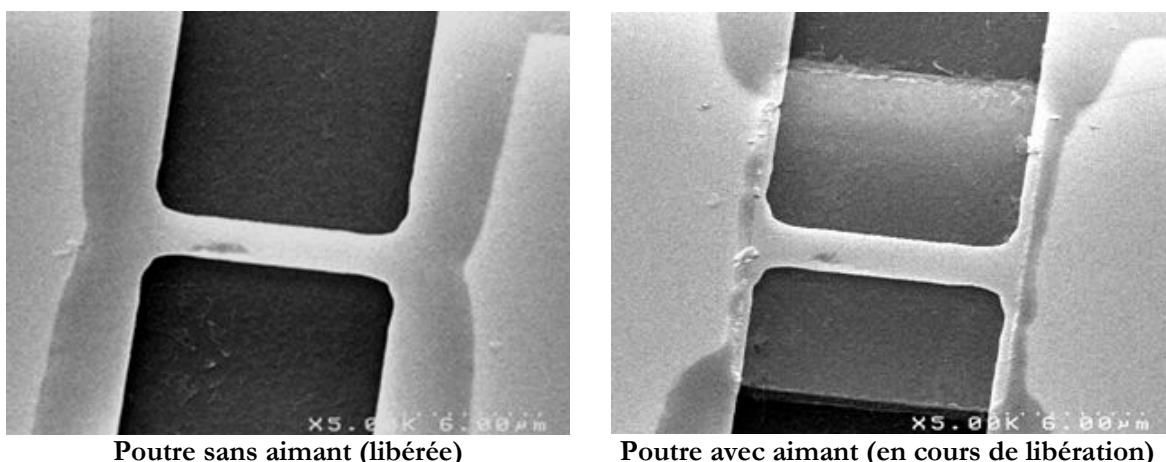


Figure 4.2-10 – Image MEB d'une poutre de platine en berceau à cause des ancrages en V.

Enfin, le dernier inconvénient de cette gravure est sa forte inhomogénéité : sur un même échantillon, la surgravure peut varier du simple au double. Cela nécessite de surveiller la libération très précisément et de choisir quelle largeur, voire quelle poutre on veut optimiser. De plus, la présence de l'aimant influe sur les temps de gravure, car celui-ci, lorsqu'il est à proximité de la couche de titane à graver, empêche le gaz d'y avoir accès (Figure 4.2-11).



Poutre sans aimant (libérée) Poutre avec aimant (en cours de libération)  
Figure 4.2-11 – Images MEB de poutres distantes de 60 μm (ayant donc subi le même procédé de libération).

Malgré ces inconvénients, nous avons réussi à libérer des poutres, comme le montre la Figure 4.2-12. Sur cet échantillon, la couche sacrificielle de titane déposée à l'étape 8 était de 150 nm. Une couche sacrificielle trop fine (nous avons par exemple essayé 20 nm) ne permet pas de libérer convenablement les structures. La libération de la poutre a été validée par des mesures en vibrométrie par effet Doppler, qui sont détaillées à la section suivante (4.3.1). À notre connaissance, c'est la première fois que le titane, gravé en  $\text{XeF}_2$ , est utilisé en tant que couche sacrificielle pour un NEMS.

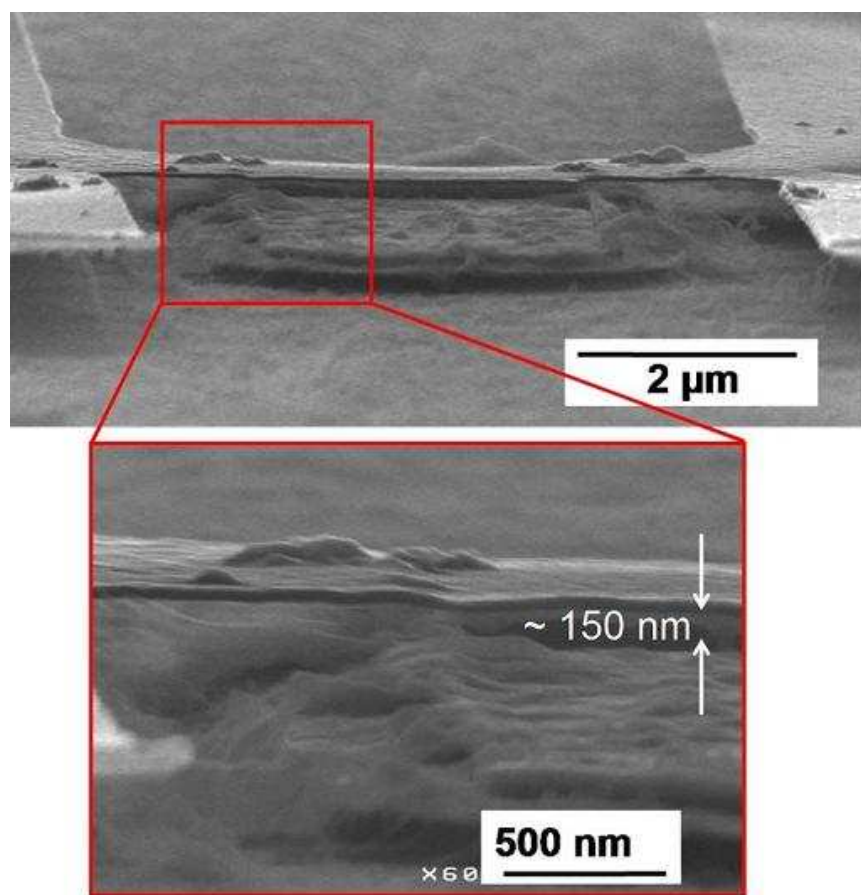


Figure 4.2-12 – Image MEB d'une poutre libérée.

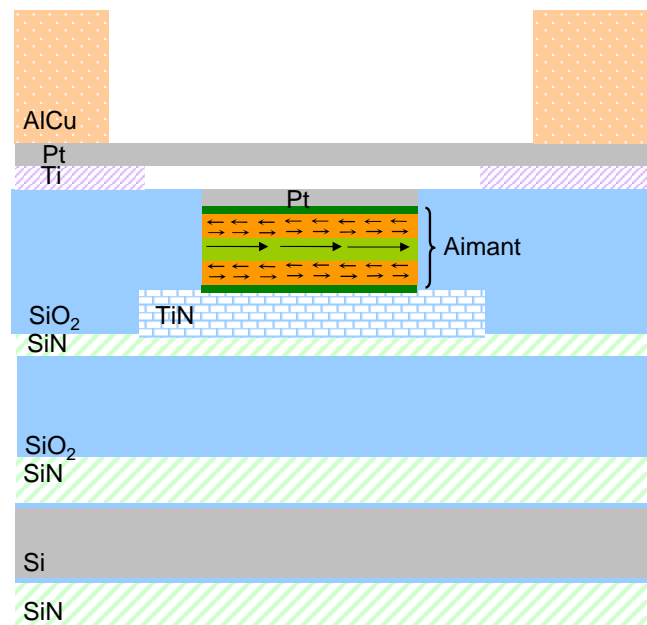
## 4.2.2. Empilement sur des plaques de 200 mm

### 4.2.2.1. Adaptation de l'empilement du nano-commutateur

Nous pouvons réaliser le nano-résonateur en utilisant le même empilement technologique que le nano-commutateur, qui a été présenté à la section 3.2.2 du chapitre précédent. La Figure 4.2-13 présente une vue schématique du résonateur ainsi fabriqué. La couche de TiN en dessous de l'aimant n'a pas d'utilité fonctionnelle, mais elle le surélève de façon à ce qu'il soit à la bonne hauteur pour la CMP de l'étape 31 du process du nano-commutateur (voir le Tableau 3.2-2 p. 91). Les contraintes technologiques que nous avons présentées à la section 3.2.1 se retrouvent pour le dimensionnement du nano-résonateur : nous avons dû nous limiter à une dimension critique de 250 nm, avec un désalignement de  $\pm 125$  nm. Nous avons dessiné sur le masque 56 variantes pour les structures « ponts » et 30 variantes pour les structures « en U » (voir la section 2.3.5)

Les puces faisant 10,3 mm de côté, il en tient 217 sur une plaque de 200 mm de diamètre (le pas de photorépétition est de 10,6 mm en comptant les motifs de service qui servent à contrôler la fabrication (mesure des dimensions critiques et du désalignement)) : à raison de 257 NEMS par

puce, cela fait 55 769 NEMS par plaque (sachant que 36 % de la surface est consacrée au nano-commutateurs et à des motifs de tests électriques, mécanique et de contact).



**Figure 4.2-13 – Vue en coupe du nano-résonateur fabriqué avec l'empilement technologique présenté à la section 3.2.2.**

Néanmoins, les niveaux inférieurs de l'empilement du nano-commutateur, qui correspondent au système de commutation magnéto-thermique (jusqu'au niveau 3), ne sont pas utiles au nano-résonateur. Nous avons donc établi un empilement qui lui est propre. Celui-ci est présenté ci-dessous : il nécessite seulement 36 étapes et peut donc se faire plus rapidement. Les points délicats sont :

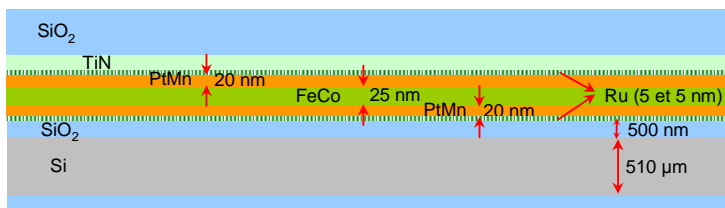
- La gravure IBE avec l'utilisation d'un masque dur : il faut calculer soigneusement les épaisseurs afin de ne pas éloigner trop l'aimant de la structure mobile. Ce calcul tient compte de la vitesse de gravure des matériaux, qui peuvent varier du simple au double (voir le Tableau A5 - 1 de l'Annexe 5). Nous voyons que la surgravure du SiO<sub>2</sub> thermique prévue correspond bien à ce que nous avons trouvé expérimentalement (voir la section suivante 4.2.2.3).
- La gravure partielle de Ti : celle-ci a été étudiée avec des plaques essais, et une vitesse de gravure de 71 nm/min ( $\pm 19,7$  nm) a été établie (pour du titane déposé à 350°C). Nous voyons qu'il y a une incertitude importante sur l'épaisseur finale du Ti (donc du gap) après CMP, ce qui va directement influencer la dimension du gap.
- Le stripping sur platine après gravure IBE : la difficulté est la limitation en température due à la présence de couche magnétique (250°C).

Il est à noter que le choix du platine en tant que couche mécanique n'était peut-être pas le plus adéquat<sup>13</sup>. En effet, le platine étant un contaminant pour les procédés microélectroniques, les procédés pouvant le traiter (gravure, stripping) sont rares et quand ils existent, ils ne sont pas optimisés. Cependant, ce choix a été fait en vue de l'application nano-commutateur, afin d'assurer une bonne résistance de contact par rapport par exemple à l'aluminium qui, s'il n'est pas gravé par le XeF<sub>2</sub>, s'oxyde à l'air.

<sup>13</sup> Nous verrons également à la section 4.4.3.1 que la fréquence de résonance qu'il permet d'atteindre n'est pas la plus haute.

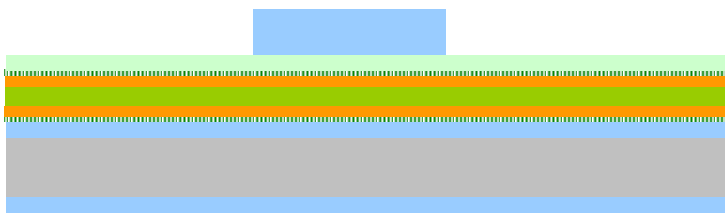
Tableau 4.2-2 – Empilement technologique pour la fabrication du nano-résonateur en 200 mm.

## Vue en coupe de la plaque

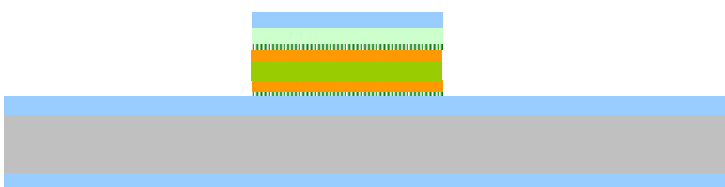


## Étapes

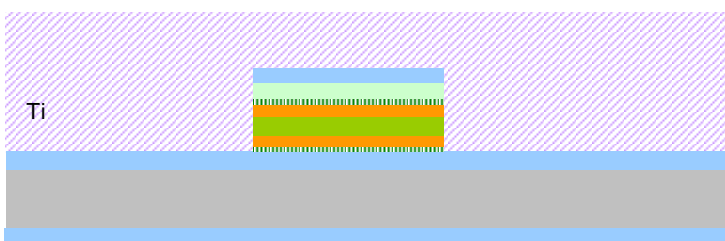
1. Dépôt de SiO<sub>2</sub> (thermique) 500 nm sur les deux faces
2. Dépôt couche magnétique (Crocus Technology [72])
3. Recuit sous champ (Crocus Technology)
4. Dépôt TiN 40 nm (PVD)
5. Dépôt SiO<sub>2</sub> 240 nm (voir le détail du calcul de l'épaisseur du SiO<sub>2</sub> dans le Tableau A5 - 1 p. 174)



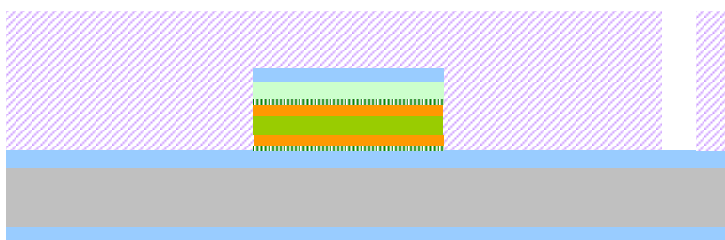
6. Lithographie masque 1 : aimant inférieur
7. Gravure 240 nm (min) SiO<sub>2</sub>, arrêt sur SiN 40 nm
8. Stripping



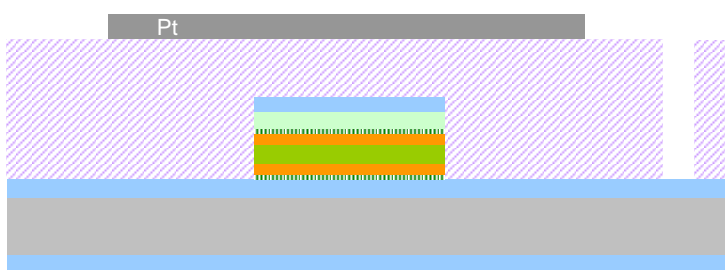
9. Gravure IBE, arrêt sur SiO<sub>2</sub> 500 nm



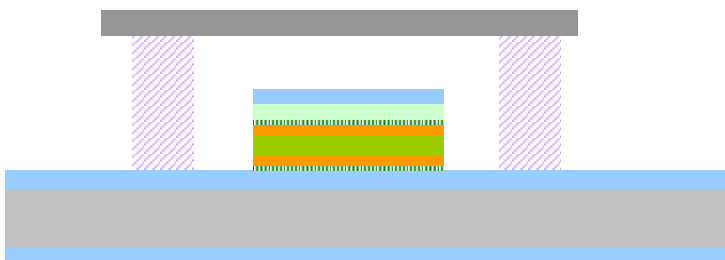
10. Dépôt de 450 nm de Ti
11. CMP partielle de titane



12. Lithographie dégagement-marques
13. Gravure dégagement-marques
14. Stripping dégagement-marques



15. Dépôt 50 nm de Pt
16. Lithographie masque 2 : résonateur
17. Gravure Pt arrêt sur Ti
18. Stripping résine



19. Libération XeF<sub>2</sub> au temps (les ancrages sont définis par le Ti sur le SiO<sub>2</sub>)

#### 4.2.2.2. Brique de base : gravure IBE avec masque résine

Réaliser la couche mécanique en platine nécessitait de faire une gravure IBE sur celle-ci. Nous avons étudié ce procédé en nous concentrant sur deux paramètres : le temps de fluage de la résine qui sert de masque durant la gravure et le temps de surgravure à appliquer pour éviter les effets d'ombrage.

1. La gravure IBE s'effectue habituellement avec un masque dur (comme c'est le cas pour la gravure de l'aimant, voir étape 9 de l'empilement présenté à la section précédente) car en 200 nm, elle génère des redépôts de matériau sur l'échantillon : les composants métalliques gravés se recombinaient avec les bords de la résine qui sert de masque, et ces bords mi-polymer mi-métal ne partent pas au stripping (voir Figure 4.2-14). La réduction de la présence de ces murs se fait grâce au fluage de la résine. Ce fluage, en fait un recuit, transforme les motifs lithographiés afin de diminuer leur épaisseur sur les bords. Cela permet de graver les murs de résine qui se forment au fur et à mesure. Cependant, le recuit en température a tendance à élargir les motifs, et il faut donc calibrer avec soin la dose d'énergie lumineuse lors de la lithographie. La Figure 4.2-15 montre un motif gravé et strippé avec une résine non fluée et une résine fluée : nous pouvons constater que les murs de résine-métal sont très prononcés dans le cas de la résine non fluée. Dans notre cas, avec 570 nm de résine M78y, nous avons établi que le fluage se fait à 170°C pendant 15 min, avec une dose d'exposition de 29 mJ.
2. La gravure IBE crée des effets d'ombrage dans les motifs du masque utilisés, notamment lorsque ceux-ci sont fins et resserrés comme c'est le cas pour les poutres encastrees-encastrees. La Figure 4.2-16 montre la différence d'ombrage entre des surgravures de une et de deux minutes. Comme la couche d'arrêt de la gravure du platine correspond à la couche sacrificielle, qui est par la suite enlevée, nous avons choisi de prendre une marge importante, de 4 minutes, sur la surgravure du platine.

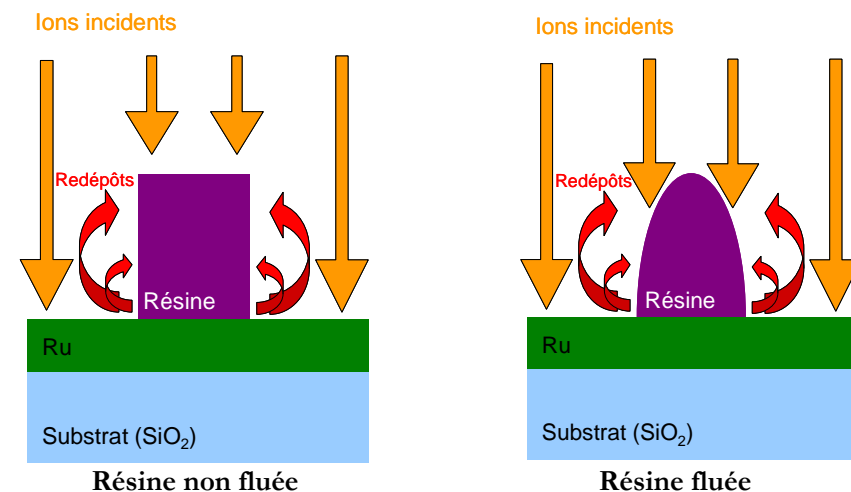
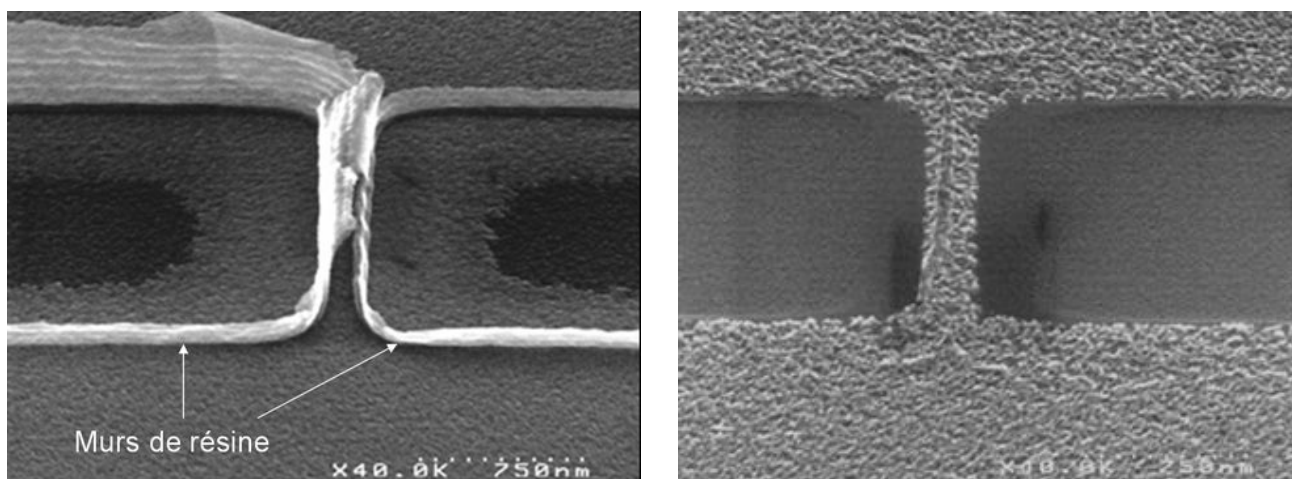
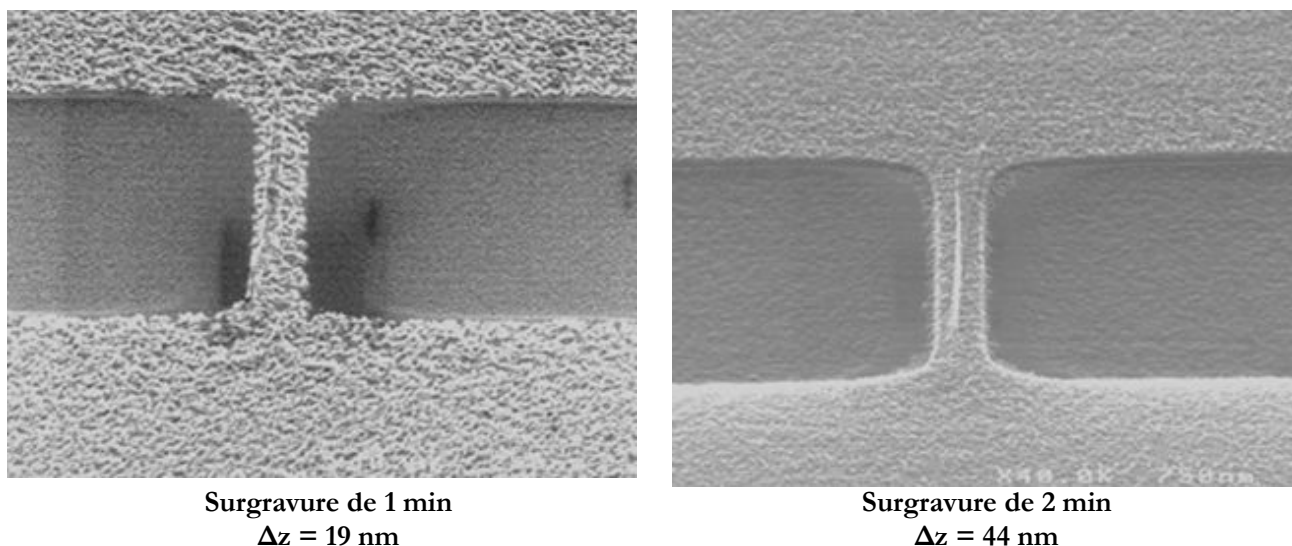


Figure 4.2-14 – Schéma de la gravure IBE avec une résine non fluée et fluée.



**Résine non fluée****Résine fluée****Figure 4.2-15 – Échantillon gravé et strippé avec une résine non fluée et fluée.****Surgravure de 1 min** **$\Delta z = 19 \text{ nm}$** **Surgravure de 2 min** **$\Delta z = 44 \text{ nm}$** **Figure 4.2-16 – Échantillons ayant subi deux temps de surgravure différent. Le  $\Delta z$  correspond à la hauteur de la marche mesurée au profilomètre sur des morceaux de plaques sur lesquels le ruthénium (le métal utilisé pour l'étude de la brique de base) a été entièrement gravé.**

#### 4.2.2.3. Résultats en cours de process

Nous avons commencé le procédé de fabrication avec 10 plaques de 200 mm. Diverses raisons nous ont fait ôter au cours du procédé 3 plaques (recyclage lithographique lourd en temps, plaques back-up) et nous avons décidé d'effectuer des variations de procédés d'une part sur l'épaisseur du titane qui sert de couche sacrificielle ( $t_{Ti} = 100$  et  $200 \text{ nm}$ ) et d'autre part sur l'épaisseur de la poutre, dont nous avons réalisé trois variantes pour les structures avec un gap de  $100 \text{ nm}$  ( $t_{poutre} = 50, 70$  et  $100 \text{ nm}$ ). Nous revenons ci-dessous sur certaines étapes, dont la réalisation joue sur la qualité des résonateurs finaux.

- Étape 9 (gravure de l'aimant) : des mesures au profilomètre après la gravure de l'aimant montrent une épaisseur moyenne de  $160 \text{ nm}$ , alors que l'empilement initial (TiN/Ru/FeMn/FeCo/FeMn/Ru) mesure  $115 \text{ nm}$ . Cela donne une surgravure dans l'oxyde thermique sous l'aimant d'environ  $45 \text{ nm}$ , ce qui est estimé être adéquat par rapport aux effets d'ombrage dus à la gravure IBE. La Figure 4.2-17 montre qu'il y a effectivement une surgravure de l'oxyde, et que ses dimensions correspondent à la valeur calculée. Ces mesures ont permis d'estimer au plus juste l'épaisseur de titane à déposer sur le multicouche en tenant compte de cette surgravure de l'oxyde thermique.

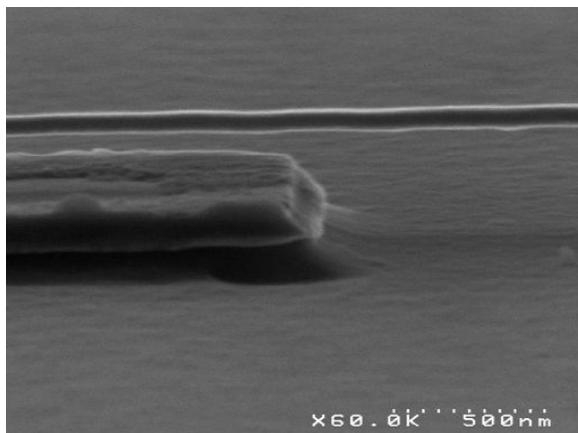


Figure 4.2-17 – Surgravure d'un aimant (image MEB prise avec libération d'une poutre de 250 nm de large, voir la vue d'ensemble sur la Figure 4.2-30).

- Étape 11 (CMP partielle du titane) : la détermination de la vitesse d'attaque de la CMP s'est faite grâce à deux plaques tests, sur lesquelles l'épaisseur de titane est mesurée par WDXRF<sup>14</sup>. Cette méthode a permis d'établir une vitesse d'attaque d'environ  $55 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$  par minute pour une plaque de 200 nm (nous retrouvons l'incertitude observée sur les plaques essais, bien que la vitesse d'attaque du titane soit plus faible que celle que nous avons obtenue lors de l'étude de la CMP partielle, le métal ayant été déposé à  $100^\circ\text{C}$  contre  $350^\circ\text{C}$  pour les plaques essais).

Ce procédé de CMP a également créé un problème de délamination de la couche de Ti sur les bords de l'aimant : ce problème a été détecté grâce à une observation optique à l'étape décrite ci-après, dont nous montrons les images Figure 4.2-18 – A et D. Sur toutes les plaques, le titane s'est délamé par endroit autour du relief de l'aimant. Ce phénomène est cependant beaucoup plus marqué pour les plaques qui ont subi la CMP la plus longue ( $g = 100 \text{ nm}$ , Figure 4.2-18 – B vs E) et pour les petits aimants (Figure 4.2-18 – C). Cependant, il n'empêche pas le bon déroulement de la lithographie subséquente (Figure 4.2-19) ni du dépôt de platine qui, malgré sa faible épaisseur, reste continu (voir les Figure 4.2-25 et Figure 4.2-38).
- Étape 14 (stripping après gravure dégage-marque) : au cours de cette étape, la résine s'est mal strippée, probablement à cause de décharges électriques dans la machine de stripping plasma. Des images optiques des résidus de résine sont montrées à la Figure 4.2-20. Nous avons réussi à les éliminer en appliquant 5 secondes de CMP sur les plaques ayant subi ce problème. Cela correspond nominalement (en supposant que la CMP ne présente pas de régime de transition au début du process) à une gravure supplémentaire de 5 nm de Ti.
- Étapes 17 et 18 (gravure des poutres suivie du stripping) : l'étape de la gravure IBE bénéficiait de l'étude de la brique de base dont nous donnons les résultats à la section 4.2.2.2. La résine a donc été fluée afin de limiter la création de murs. Nous avons de plus appliqué une surgravure conséquente (4 minutes) pour éviter les effets d'ombrage. Cette surgravure ne présentait par ailleurs pas vraiment de risque technologique, car la couche qu'elle entamait, le titane, correspond à la couche sacrificielle enlevée à l'étape suivante (étape 19). Le stripping de l'étape 18 a laissé des redépôts sur la couche de platine, qui sont visibles sur la Figure 4.2-21. De plus, sur certains motifs très fins, il reste des résidus de matériaux (Figure 4.2-22).

<sup>14</sup> *Wavelength Dispersive X-Ray Spectrometry* (analyse dispersive en longueur d'onde pour application en spectrométrie de fluorescence X) : méthode basée sur la réémission de rayons X par un cristal et sur la dispersion en longueur d'onde de ces rayons par un cristal de référence.



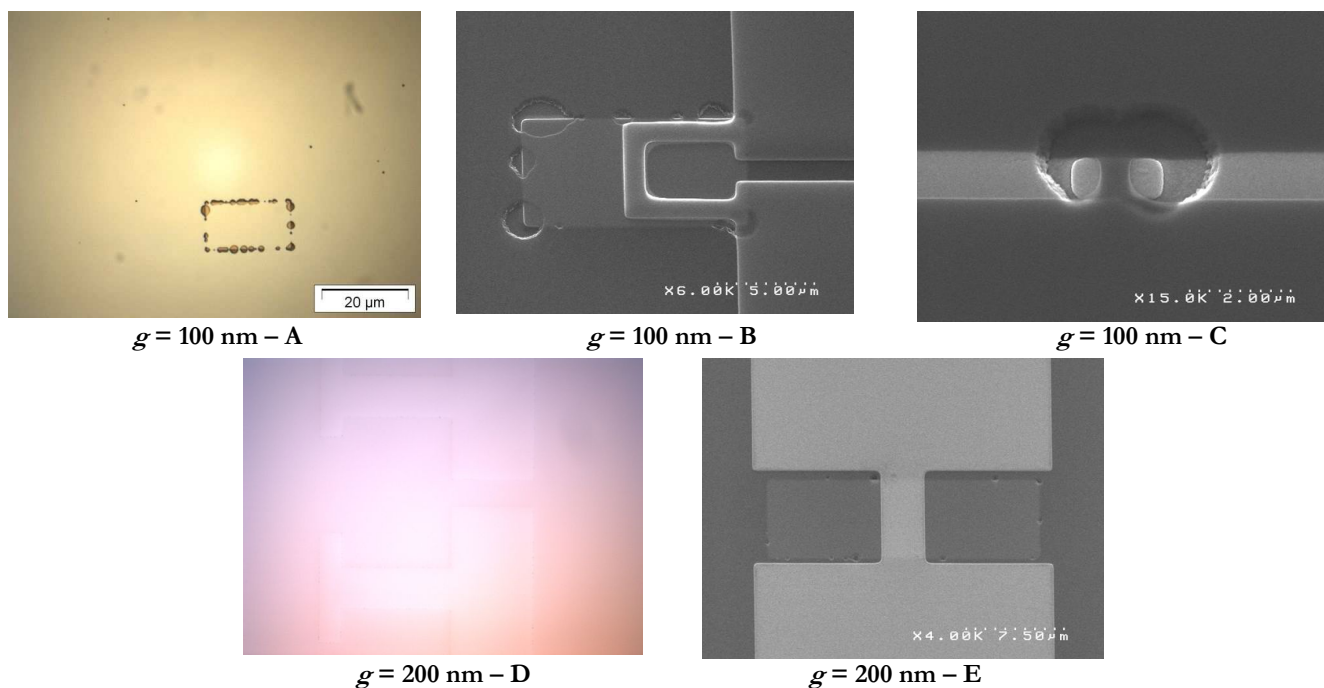


Figure 4.2-18 – Délamination du titane sur les bords des aimants (A et D : images optiques. B, C et E : images MEB).

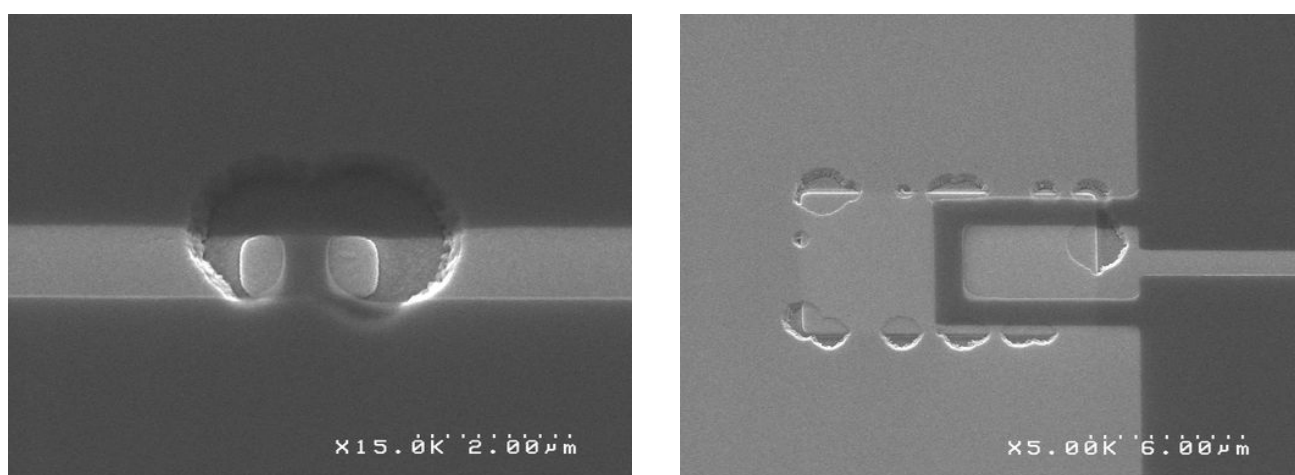


Figure 4.2-19 – Lithographie sur une couche de Ti partiellement délaminiée (étape 16 de l'empilement,  $g = 100$  nm).

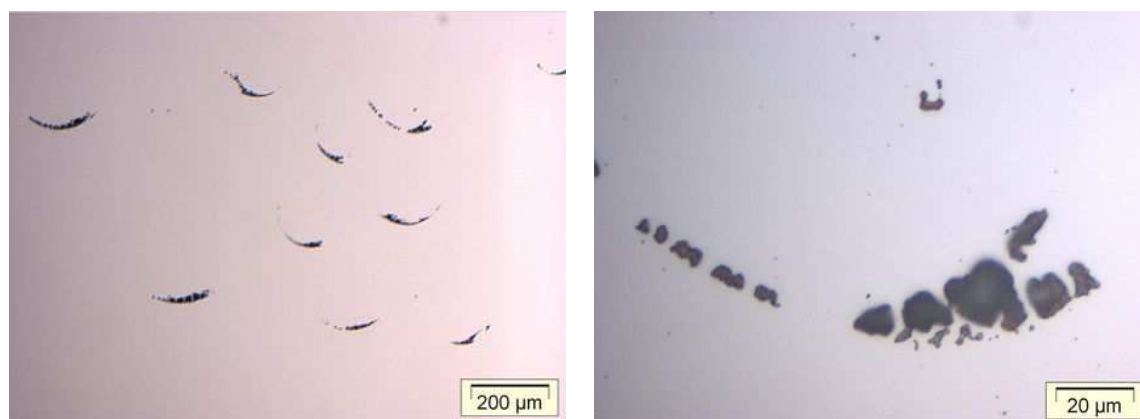


Figure 4.2-20 – Résidus de résine sur certaines plaques après le stripping de l'étape 14.

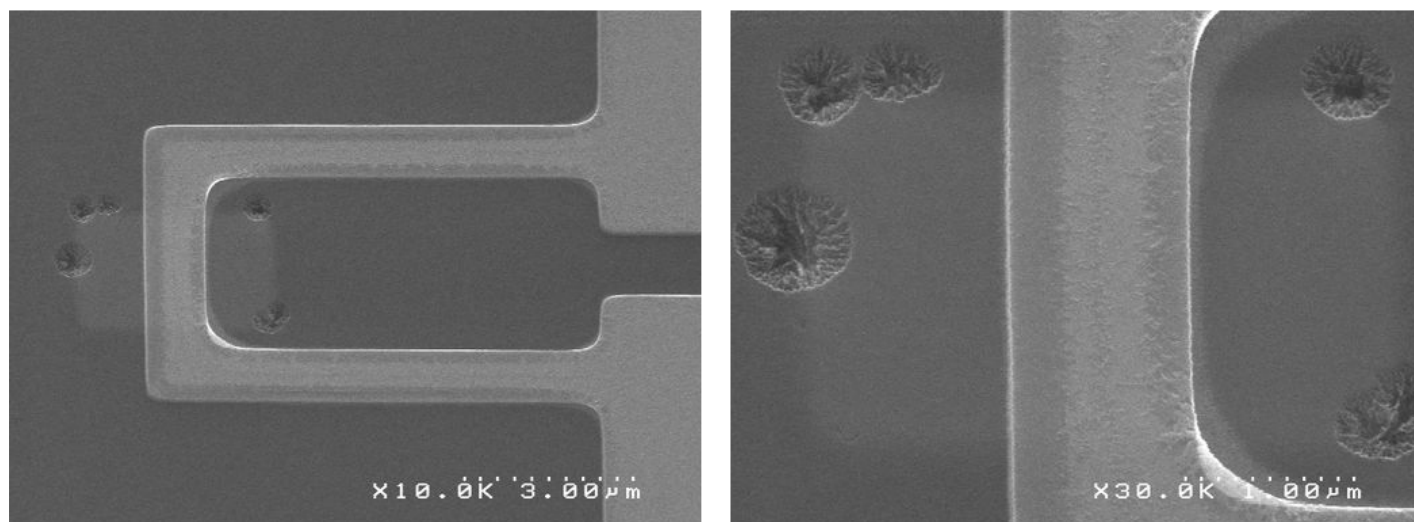


Figure 4.2-21 – Poutre en U après gravure IBE et stripping (étapes 17 et 18 de l'empilement).

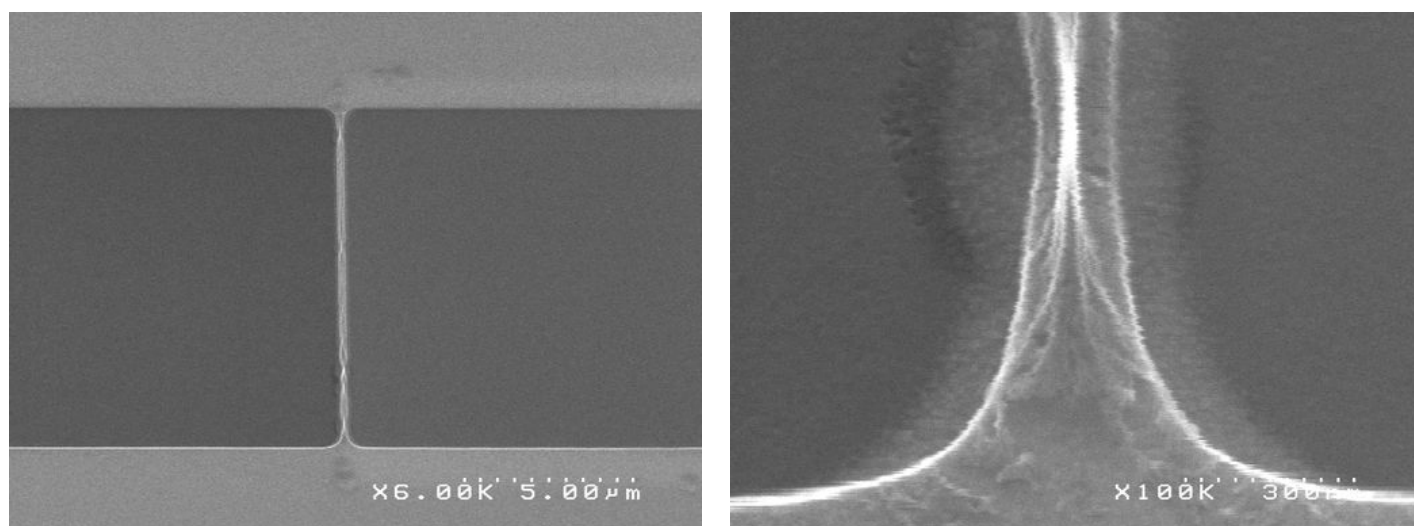
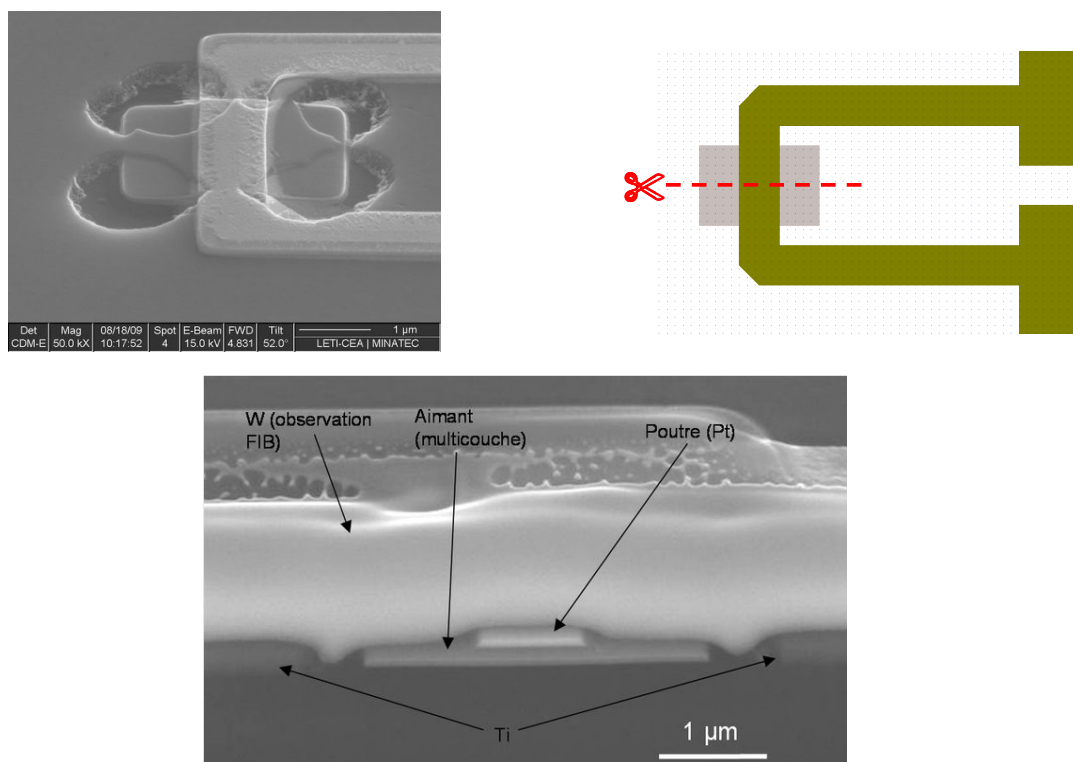
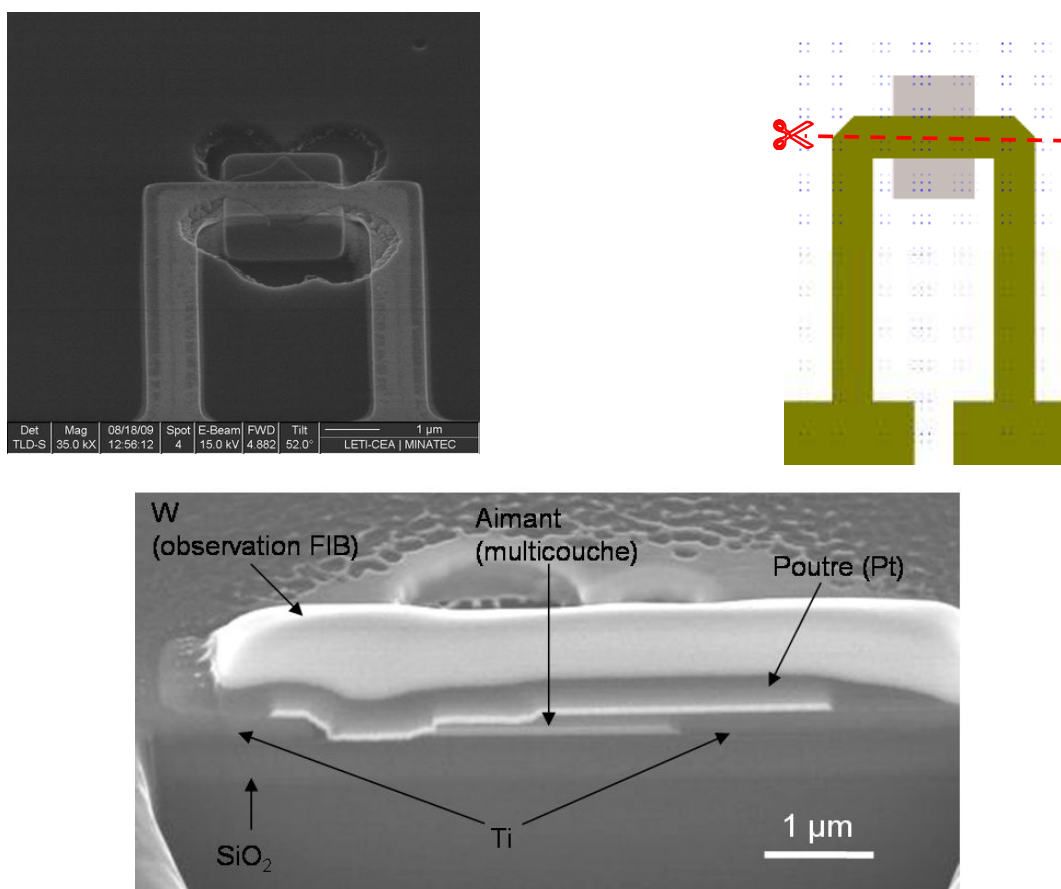
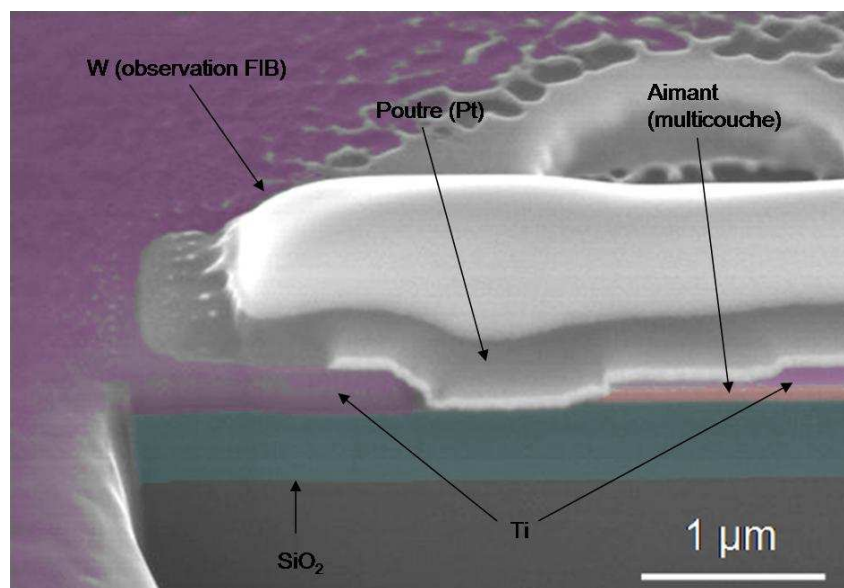
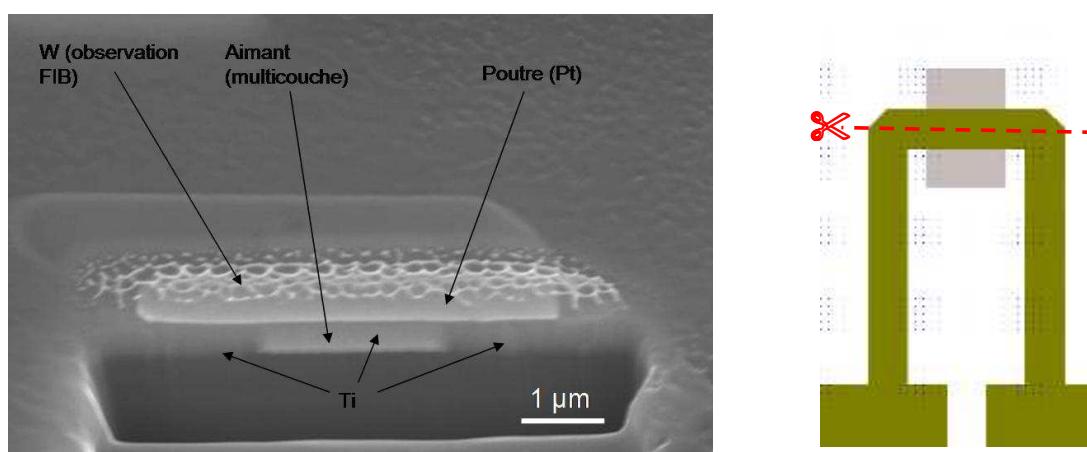


Figure 4.2-22 – Poutre libre après IBE et stripping (étapes 17 et 18 de l'empilement).

- Enfin, nous avons effectué une étape d'observation FIB *in-situ* avant de procéder à la libération. La Figure 4.2-23 montre une coupe sur laquelle on peut voir la largeur de la poutre de platine passant au-dessus de l'aimant, tandis que la Figure 4.2-24 montre la coupe perpendiculaire sur un motif identique. Ces coupes ont été faites sur des plaques avec un gap de 100 nm : les trous dus à la délamination du titane sont bien visibles ; cependant, on remarque également que le dépôt de platine est conforme au relief et donc uniforme. Mais l'on peut déjà pronostiquer que la poutre imagée ne pourra pas entièrement se libérer car par endroit, le platine est en contact direct avec le SiO<sub>2</sub> du substrat (voir Figure 4.2-25). La Figure 4.2-26 montre une vue en coupe d'une plaque avec un gap de 200 nm : dans ce cas, il semble que la couche de titane ne présente pas de défaut, et que la CMP a planarisé correctement la couche sacrificielle.

Figure 4.2-23 – Coupe FIB avant libération ( $g = 100$  nm).Figure 4.2-24 – Coupe FIB avant libération ( $g = 100$  nm).

Figure 4.2-25 – Coupe FIB avant libération ( $g = 100$  nm).Figure 4.2-26 – Coupe FIB avant libération ( $g = 200$  nm).

L'Annexe 6 montre les résultats du contrôle dimensionnel qui a été effectué au cours de la fabrication des dispositifs.

#### 4.2.2.4. Libération $\text{XeF}_2$ des plaques 200 mm

La libération des structures s'effectue comme celles des structures réalisées sur les plaques 100 mm, dans la machine Xetch X3C. La recette de libération utilisée est exactement la même, seuls changent les temps de cycle. La Figure 4.2-27 montre l'évolution de la couleur de l'oxyde et des lignes que nous avons prévus pour surveiller la libération en fonction du nombre de cycles subi par les échantillons. Similairement à la libération des structures réalisées à la PTA, ce procédé n'est pas linéaire, la vitesse d'attaque dépendant des paramètres explicités à la section 4.2.1.4. La Figure 4.2-28 montre un échantillon en cours de gravure : nous voyons que sur les surfaces exposées importantes, le titane a disparu, tandis qu'il reste présent dans les endroits confinés entre les deux encastresments en platine de la poutre. L'attaque du titane commence sur les bords de l'échantillon : entre l'apparition de l'oxyde sur les bords et la disparition totale du titane au milieu de l'échantillon, il peut s'écouler jusqu'à 60 cycles de gravure.

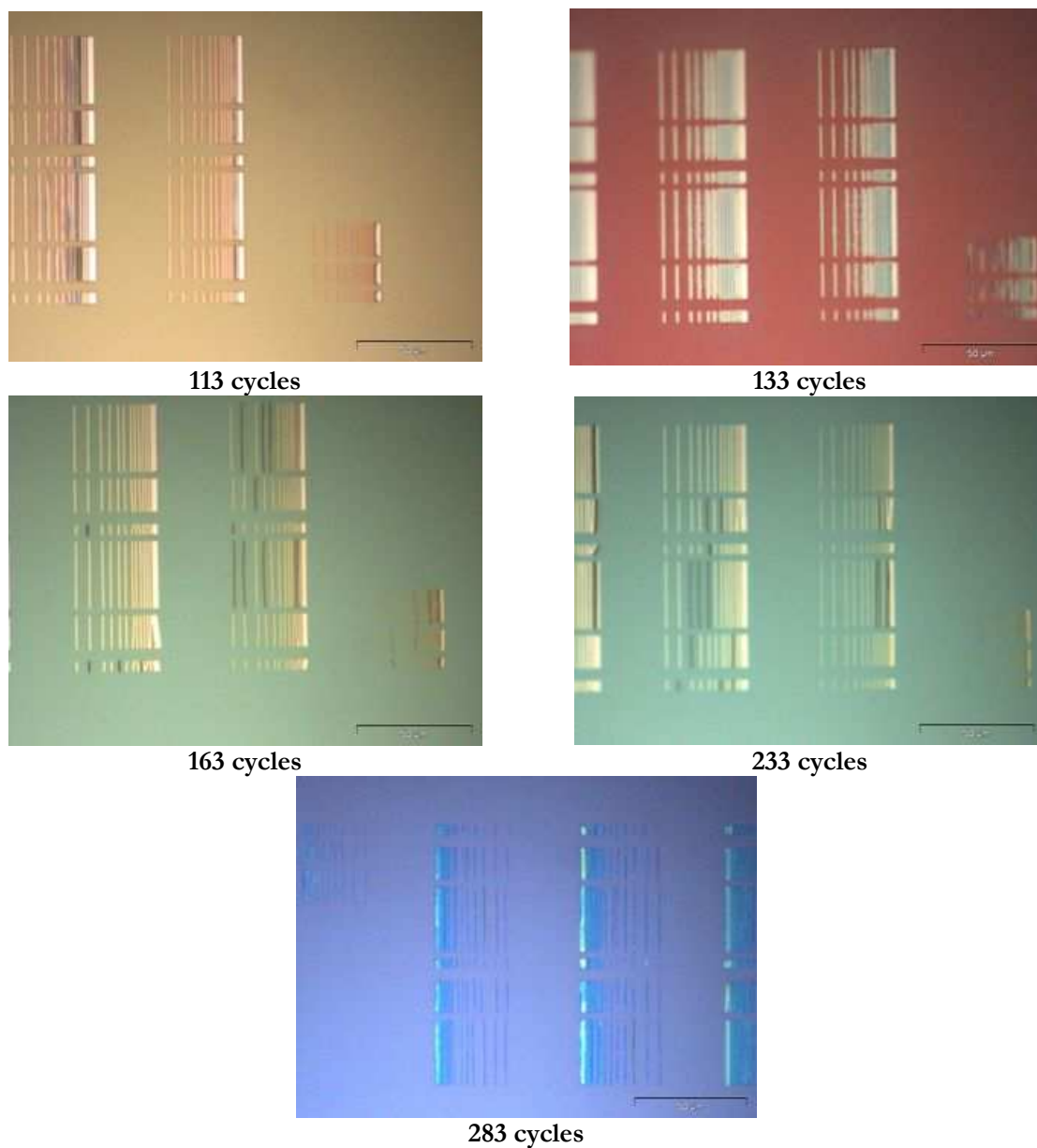


Figure 4.2-27 – Évolution de la couleur de l'oxyde et des lignes de test de libération en fonction du nombre de cycles (les images ont été prises dans les mêmes conditions optiques).

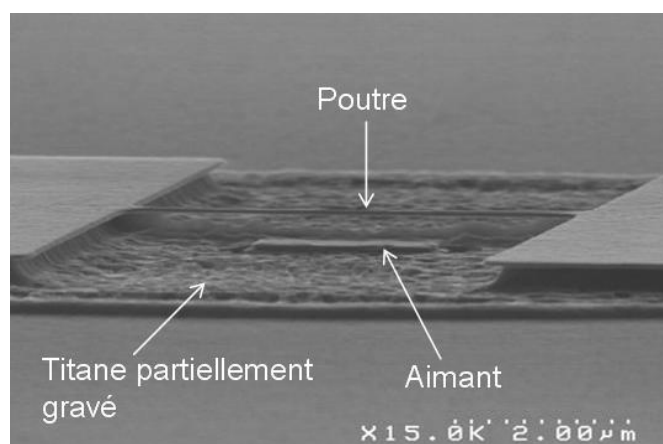


Figure 4.2-28 – Échantillon en cours de gravure (dimension de la poutre :  $2\text{ }\mu\text{m} \times 0,25\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ nm}$  ; dimension de l'aimant :  $2\text{ }\mu\text{m} \times 1,5\text{ }\mu\text{m}$ ).



La Figure 4.2-29 – A montre une poutre libre de 250 nm de large pour 2  $\mu\text{m}$  de long libérée environ 200 nm au-dessus d'un aimant de  $2 \times 1,5 \mu\text{m}^2$ . La partie B de l'image montre une poutre de même dimension sans aimant dessous vue de haut : on voit que la gravure IBE a laissé des flancs assez pentus le long de la poutre. La Figure 4.2-30 montre une poutre du même échantillon (250 nm x 5  $\mu\text{m}$  – A). L'aimant est bien défini quoique ses flancs présentent également une certaine pente (Figure 4.2-30 – B).

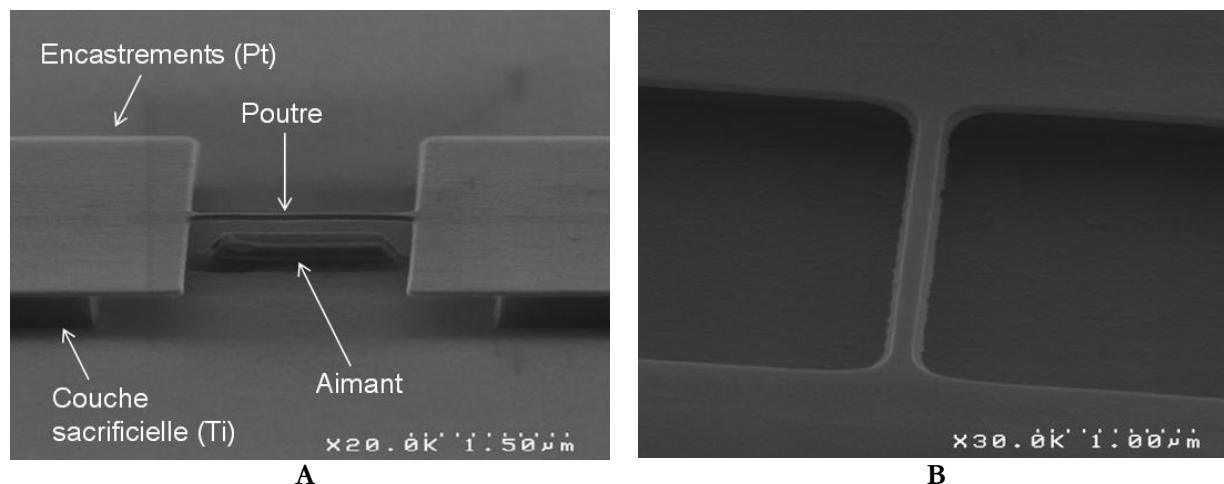


Figure 4.2-29 – A : Poutre de 250 nm x 2  $\mu\text{m}$  libérée au dessus d'un aimant. B : poutre de même dimension libérée (vue de dessus).

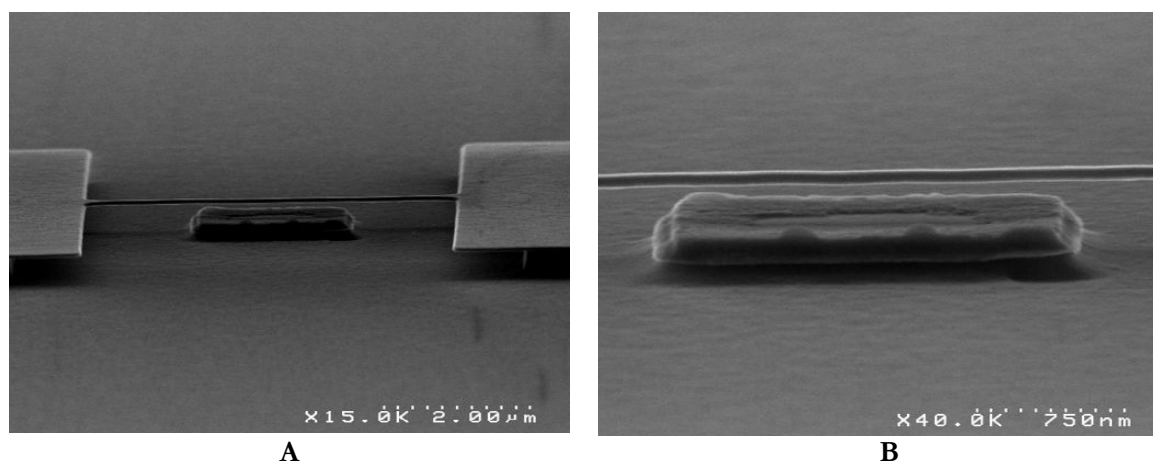
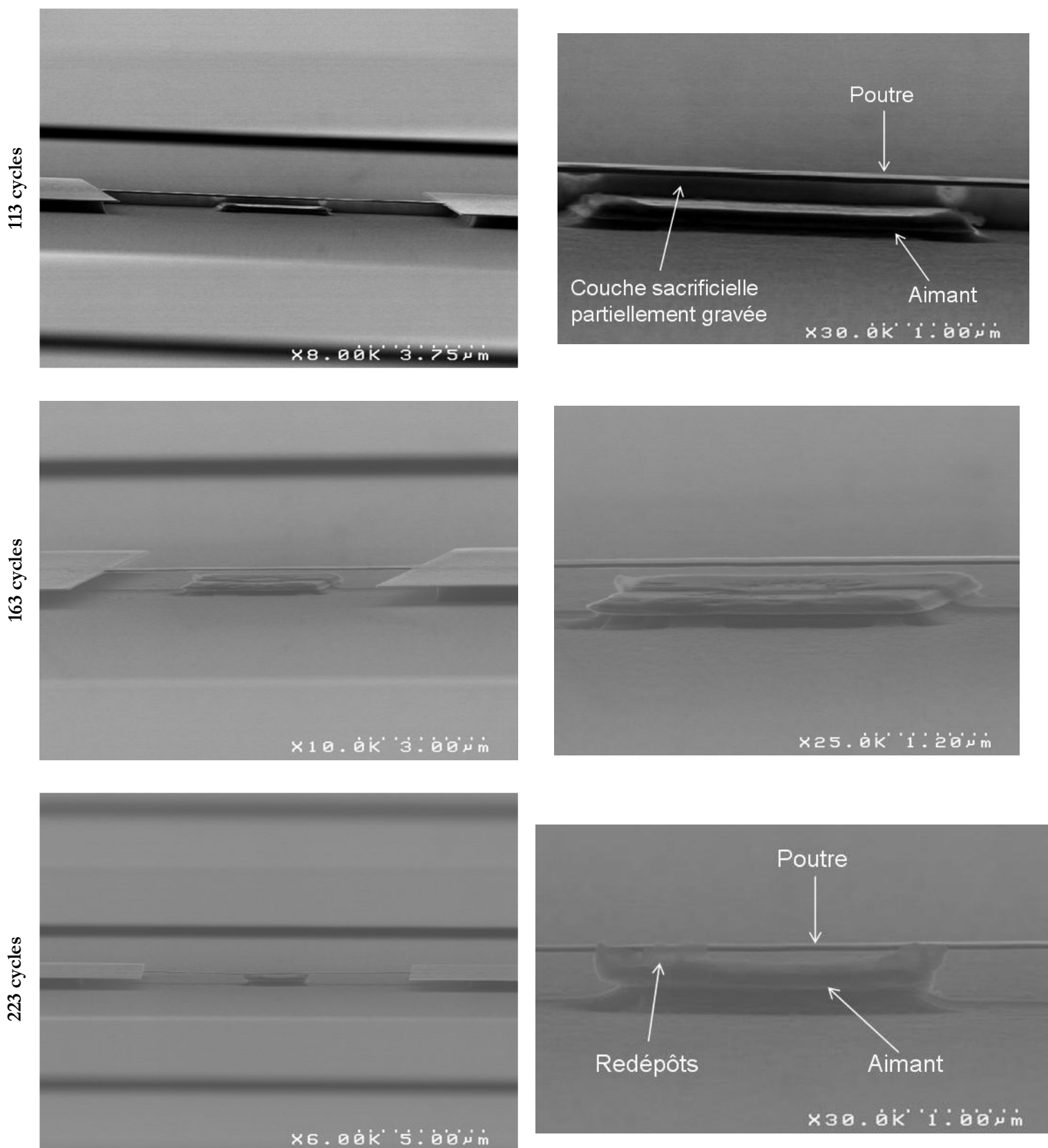


Figure 4.2-30 – Libération d'une poutre de 250 nm de large sur 5  $\mu\text{m}$  de long. B : zoom sur l'aimant de  $3 \times 2 \mu\text{m}^2$ .

La Figure 4.2-31 montre l'évolution de la libération d'une poutre de 1  $\mu\text{m}$  de large en fonction du nombre de cycles : à 113 cycles, la poutre n'est pas encore libérée, mais des trous formés dans la couche sacrificielle de titane sont visibles. À 163 cycles, la poutre est parfaitement libérée. À 223 cycles, des résidus de libération entourent les bords de l'aimant. Ces résidus n'empêchent pas seulement de constater si la libération de la poutre est bien effective : tout comme pour la libération des échantillons réalisés à la PTA, ils peuvent se glisser dessous et en prévenir ou en modifier le mouvement. On voit donc qu'il faut trouver un compromis entre un temps de gravure suffisamment long pour que la couche sacrificielle disparaisse, et cependant pas trop important sous peine de voir l'apparition de résidus. Cela est d'autant plus problématique qu'il est difficile de calibrer un temps de libération à cause de l'inuniformité du process. La Figure 4.2-32 illustre également ce phénomène. On y remarque de plus l'évolution de la rugosité de la surface de l'aimant et du substrat oxydé.

Figure 4.2-31 – Évolution de la libération d'une poutre de 1  $\mu m$  de large.

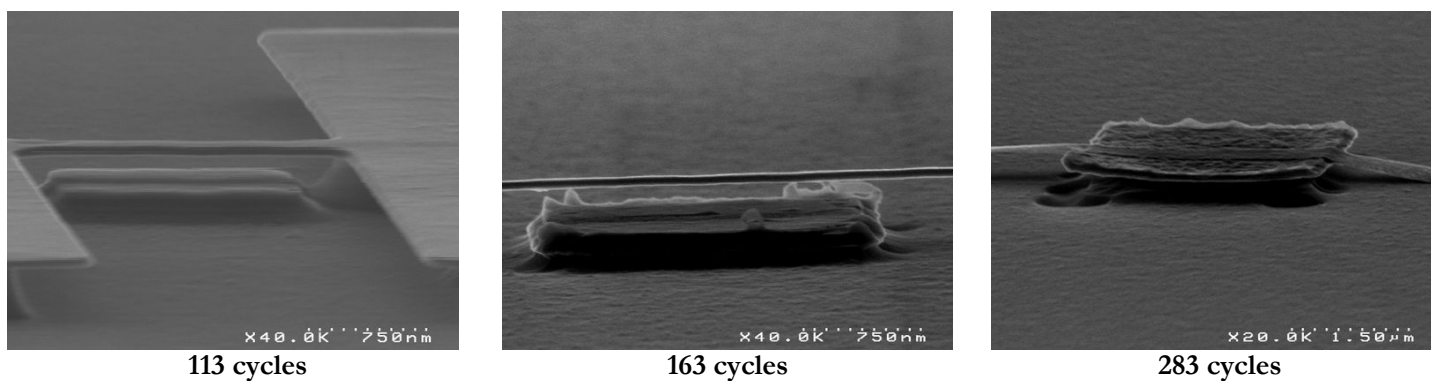


Figure 4.2-32 – Évolution de la rugosité de surface en fonction du nombre de cycles de libération.

Les figures suivantes montrent des structures alternatives à la poutre libre centrée au-dessus d'un aimant : la Figure 4.2-33 montre une libération avec un aimant décalé au dessous de la poutre (voir la section 2.3.5 pour plus d'explication sur ce design) et la Figure 4.2-34 montre une structure en U, qui n'est pas entièrement libérée. Sur cette même figure, nous pouvons remarquer des murs de résine subsistant après le stripping de la gravure IBE.

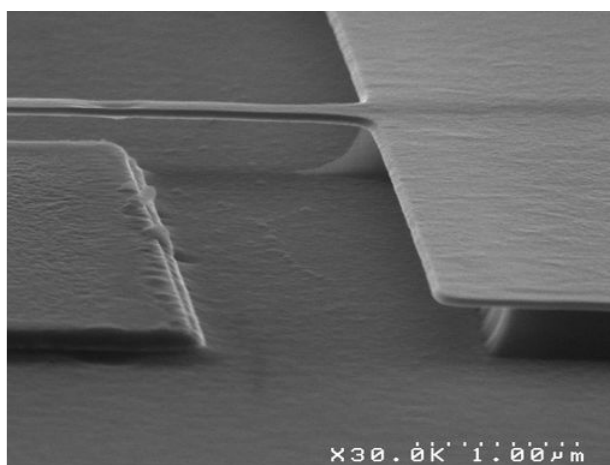
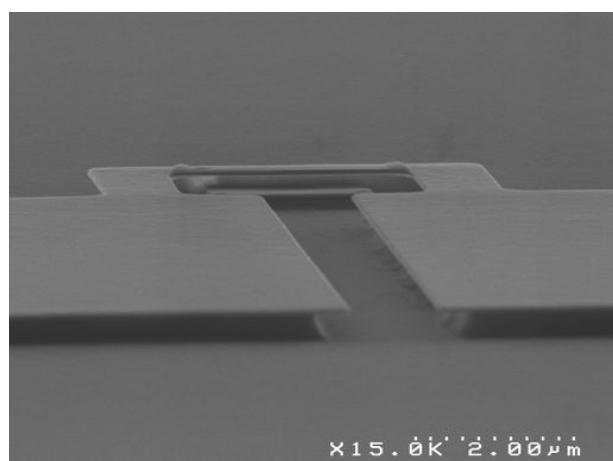
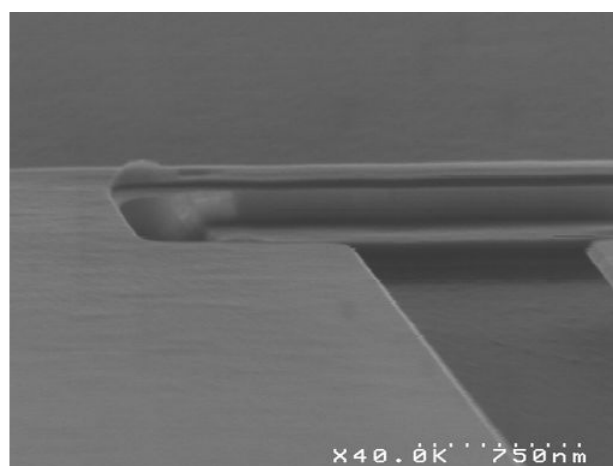


Figure 4.2-33 – Libération d'une poutre libre ( $w = 0,5 \mu\text{m}$ ) sous laquelle un aimant est placé perpendiculairement.



A

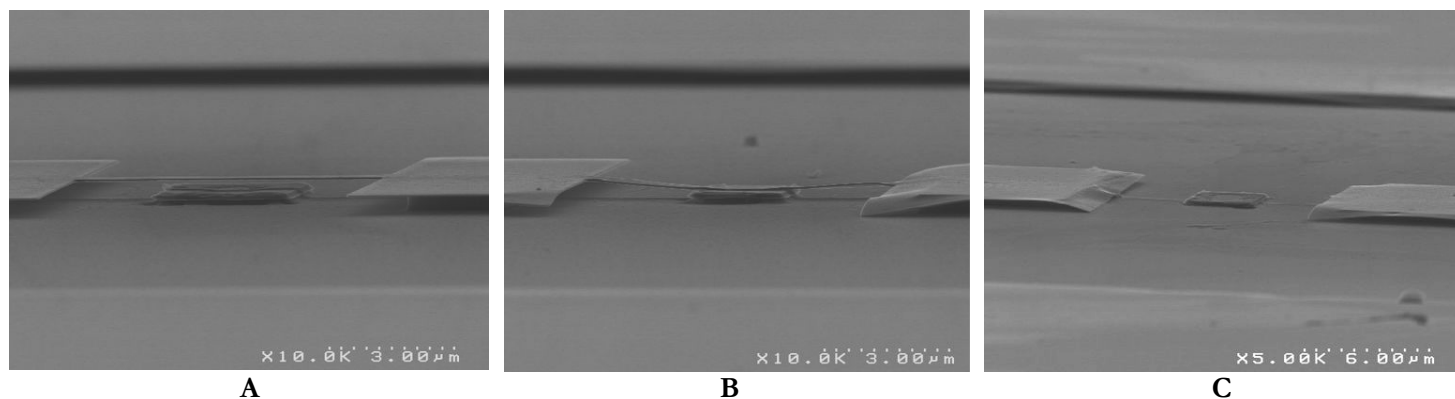


B

Figure 4.2-34 – Libération partielle d'une poutre en U ( $L = 5 \mu\text{m}$ ,  $w = 1 \mu\text{m}$ ).

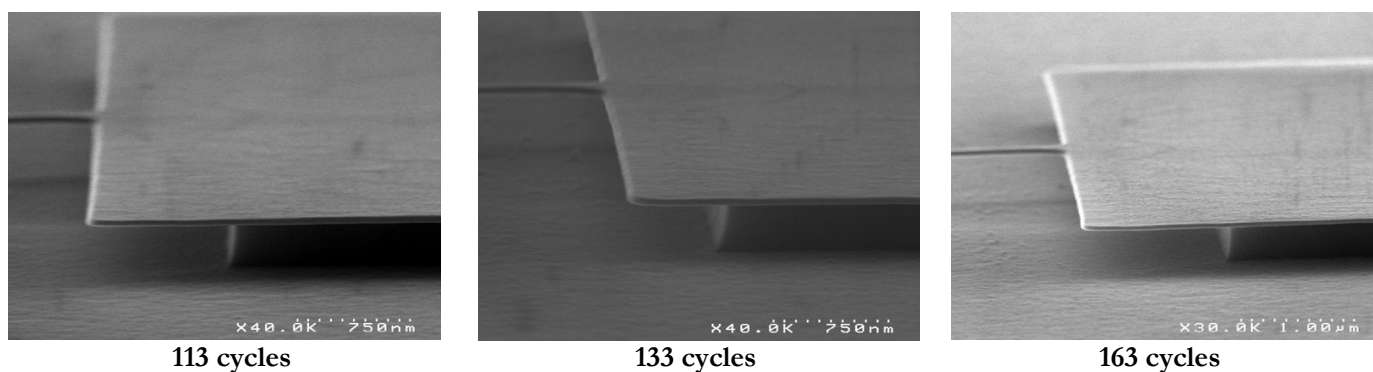


La Figure 4.2-35 montre le comportement d'une poutre de 1  $\mu\text{m}$  de large sur un même échantillon, pour 163 cycles de libération : la poutre peut être parfaitement libérée (Figure 4.2-35 – A), mais elle peut tout aussi bien se coller à l'aimant (Figure 4.2-35 – B) voire être arrachée si elle est trop longue et que ses encastresments s'affaissent (Figure 4.2-35 – C).



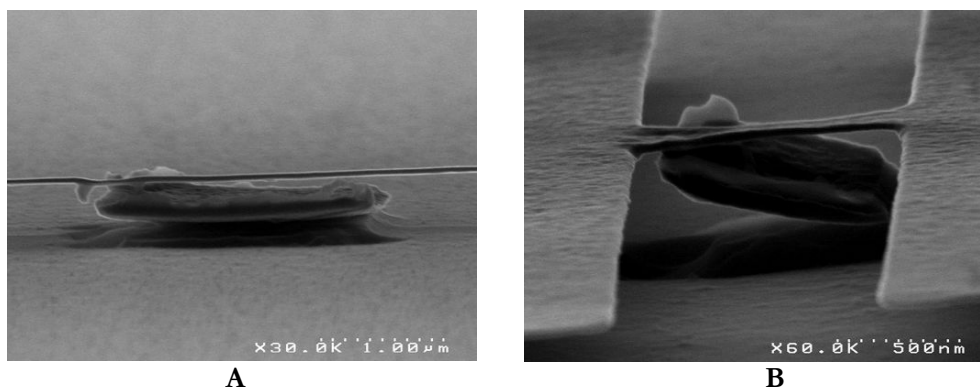
**Figure 4.2-35 – Comportement d'une poutre d'un micron de large sur un même échantillon A :  $L = 7 \mu\text{m}$ . B :  $L = 7 \mu\text{m}$ . C :  $L = 10 \mu\text{m}$ .**

La Figure 4.2-36 illustre l'évolution de la surgravure de la couche sacrificielle de titane : nous voyons qu'entre 113 et 133 cycles, il n'y a pas beaucoup de différence (nous avons même l'impression que la surgravure de la couche pour 133 cycles est moins importante), cependant, elle le devient beaucoup plus pour 163 cycles. Cela peut conduire à l'affaissement de la structure comme nous l'avons vu sur la Figure 4.2-35 B et C, où la poutre peut même être arrachée.



**Figure 4.2-36 – Évolution de la surgravure de la couche sacrificielle de Ti sous les encastresments.**

La Figure 4.2-37 illustre un phénomène que nous n'avons pas remarqué sur les échantillons de la PTA : lorsqu'il subit trop de cycles de gravure (ici 223 cycles), l'aimant a tendance à se décoller. Cela est probablement dû à la gravure par le  $\text{XeF}_2$  de la fine couche de ruthénium (5 nm) qui sert de couche d'accroche au FeMn de l'aimant.



**Figure 4.2-37 – Délamination de l'aimant. A : partielle. B : totale.**

La Figure 4.2-38 montre l'influence de la délamination du titane sur le bord des aimants dont nous avons parlé à la section 4.2.2.3 : la poutre de platine n'est pas uniforme, et par endroit, elle fait contact avec l'aimant ; il n'est donc pas possible de la libérer entièrement. Cette figure montre également la variation de procédé effectuée sur l'épaisseur de la poutre (A et B : l'épaisseur de la poutre est de 50 nm ; C et D, elle est de 100 nm).

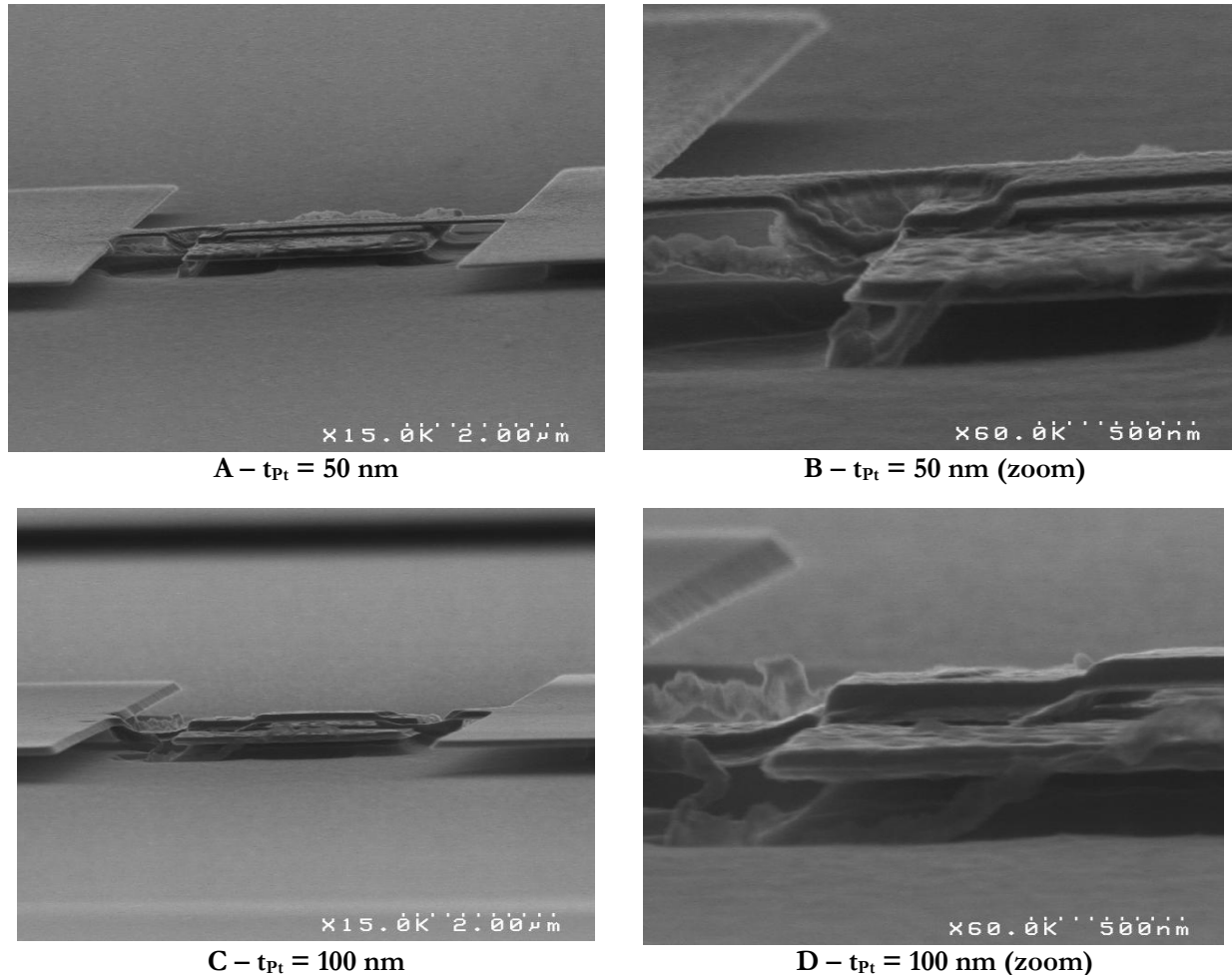


Figure 4.2-38 – Comportement d'une poutre de  $1 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  sur un aimant de  $6 \times 3 \mu\text{m}^2$ , pour un gap de 100 nm (180 cycles de libération).

### 4.3. Mesures du mouvement du nano-résonateur

#### 4.3.1. Détection optique par vibrométrie laser par effet Doppler

##### 4.3.1.1. Banc de mesure

Nous avons utilisé une méthode de détection optique afin d'observer de manière simple le mouvement des NEMS que nous avons fabriqués. À cette fin, nous avons utilisé un Analyseur de microsystèmes MSA-400, de Polytec [134]. Ce microscope permet de réaliser plusieurs types d'observation, notamment une détection de mouvements hors plan en vibrométrie laser par effet Doppler. Le principe de fonctionnement, similaire à celui d'un interféromètre de Michelson, est décrit à la Figure 4.3-1 : un faisceau laser HeNe (de longueur d'onde 632 nm soit  $f_0 \sim 4.10^{14} \text{ Hz}$ ), est séparé en un faisceau de référence et un faisceau de mesure. Ce dernier est modulé à une fréquence  $f_b$  de 40 MHz par une cellule de Bragg (cette modulation permet de déterminer si l'objet en mouvement s'éloigne ou se rapproche de l'interféromètre et de faire de l'hétérodynage afin d'améliorer le rapport signal à fond continu). La vitesse de l'échantillon est proportionnelle

au décalage en fréquence  $f_d$  du faisceau qui se produit à cause du mouvement (effet Doppler). La lumière réfléchie par l'échantillon est alors collectée et interfère avec le faisceau de référence sur un photodétecteur. Celui-ci décode le signal avec une résolution inférieure à  $0,05 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Le MSA-400 permet de balayer des fréquences pouvant atteindre 20 MHz. Nous avons utilisé un objectif  $\times 50$ , permettant d'obtenir un spot laser focalisé d'un micron de diamètre, ce qui nous a permis d'observer le mouvement de structures d'un micron de large.

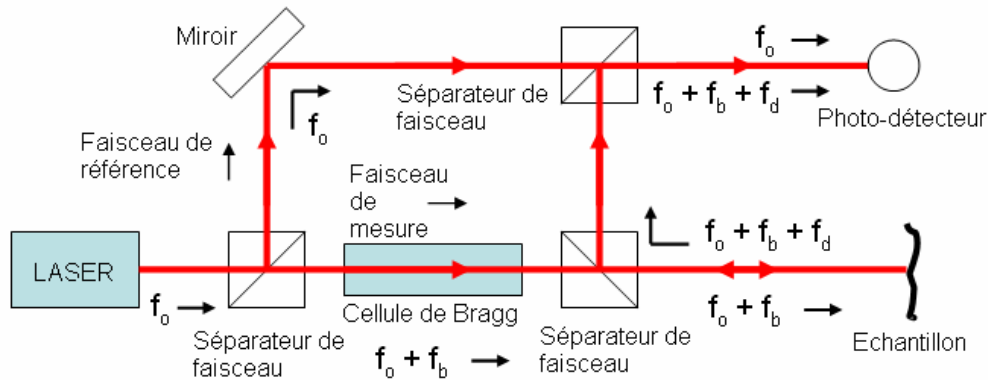


Figure 4.3-1 – Schéma de mesure de la vibrométrie laser.

La Figure 4.3-2 montre une photo du montage : nous y voyons le MSA-400 ainsi que la source de tension Agilent 5181A dont nous nous servons pour appliquer une tension alternative au NEMS, via des pointes montées sur des micro-manipulateurs. Le NEMS présentant une certaine résistance (entre 50 et 100  $\Omega$ ) cette tension génère un courant qui actionne le résonateur.

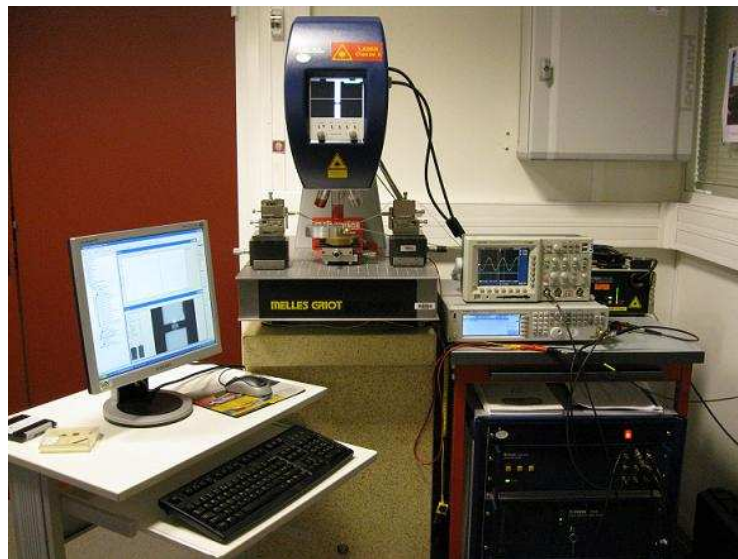


Figure 4.3-2 – Système de mesure par vibrométrie laser par effet Doppler.

#### 4.3.1.2. Résultats

Le premier résultat que nous avons obtenu correspond à l'observation du mouvement des NEMS lorsqu'on qu'ils sont actionnés à une tension  $V(\omega)$ . Ce mouvement est détecté à la fréquence d'excitation  $\omega$ . La Figure 4.3-3 montre une image reconstituée du déplacement. La poutre utilisée est celle d'une plaque 100 mm (voir la section 4.2.1). L'image est une reconstruction du NEMS faite à partir de l'observation par microscope optique. Nous pouvons distinguer les encastresments de la poutre et l'aimant qui se trouve en-dessous (sa largeur

correspond quasiment à la longueur de la poutre). Quant à la poutre en elle-même, elle est cachée sous le quadrillage réalisé par le balayage point à point du spot laser, qui permet d'obtenir une topographie de son mouvement. L'amplitude du mouvement de cette poutre est de  $\pm 40$  pm, et la fréquence d'excitation à laquelle a été prise la vidéo est de 100 kHz sous 10 mV d'actionnement. Nous voyons clairement sur cette image que le mouvement de la poutre, à son mode d'excitation fondamental, est gêné par quelque chose qui se trouve dessous, et qui agit comme un encastrement. Nous supposons que ce quelque chose est en fait une particule née du procédé de libération, qui s'est glissée sous la poutre et qui, à cet endroit, la maintient collée à l'aimant.

La Figure 4.3-4 montre une image similaire d'une poutre réalisée sur une plaque de 200 mm (voir la section 4.2.2). La poutre a une dimension de  $5\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m} \times 50\ \text{nm}$ . Elle est excitée à une fréquence de 100 kHz sous une tension d'actionnement de 5 mV. Nous avons réalisé pour ce dispositif une unique ligne de mesure. L'amplitude du mouvement est de  $\pm 40$  pm.

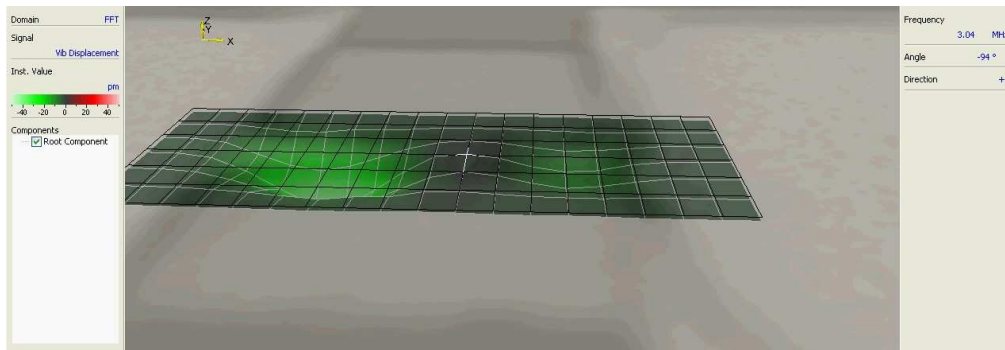


Figure 4.3-3 – Image extraite de l'animation de la détection par vibrométrie laser par effet Doppler sur une poutre de dimension  $2\ \mu\text{m} \times 8\ \mu\text{m} \times 50\ \text{nm}$  réalisée en 100 mm.

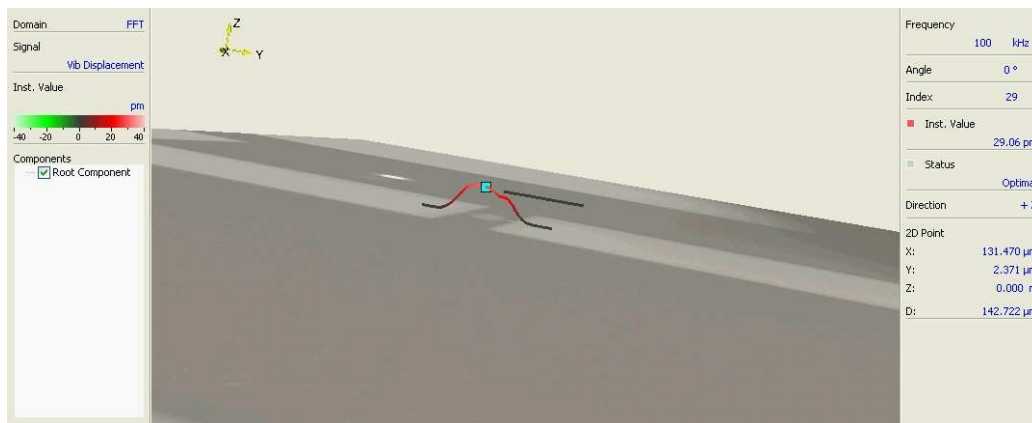


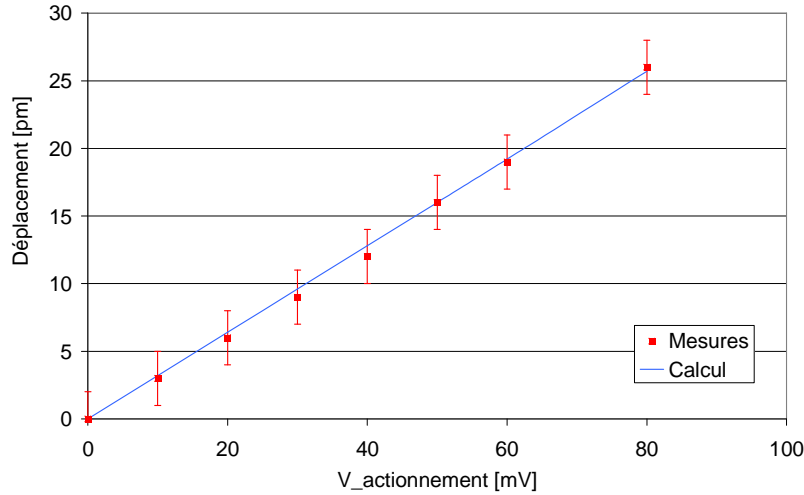
Figure 4.3-4 – Image extraite de l'animation de la détection par vibrométrie laser par effet Doppler sur une poutre de dimension  $5\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m} \times 50\ \text{nm}$  réalisée en 200 mm.

Nous avons effectué dans ce mode opératoire ( $\omega = 100\ \text{kHz}$ ) une mesure de l'amplitude de déplacement en fonction de la tension d'actionnement. Les Figure 4.3-5 et Figure 4.3-6 montrent les points de mesures obtenus pour deux poutres. Nous voyons qu'en tenant compte de l'erreur effectuée lors de la mesure ( $\pm 2$  pm), l'amplitude est une fonction linéaire de la tension d'actionnement. Ce comportement est le signe que les poutres sont actionnées par une force de Laplace. En effet, nous avons :

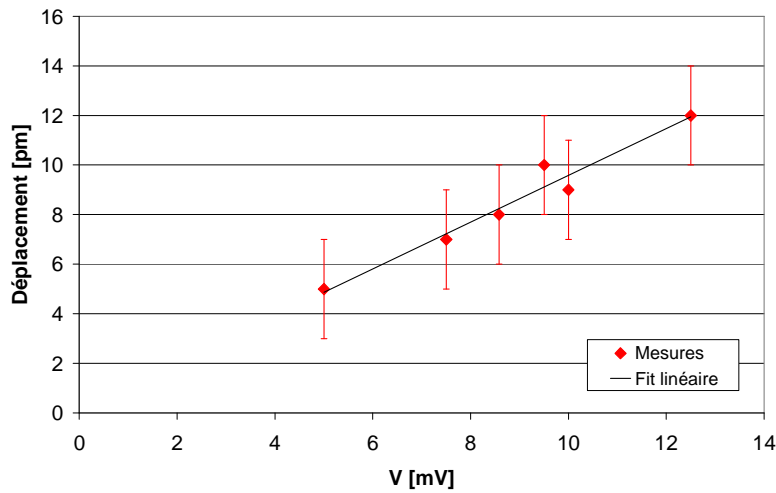
$$z(t) \propto \underbrace{F_{\text{Laplace}}}_{\text{équation du Tableau 2.4-2}} \propto \underbrace{I_{\text{excitation}}}_{\text{équation 2-4}} \propto \underbrace{V_{\text{excitation}}}_{\text{Loi d'Ohm}}$$

La Figure 4.3-5 montre de plus l'amplitude de déplacement calculée théoriquement. Cette amplitude correspond à la flèche calculée grâce aux équations du Tableau 2.3-2 en prenant

comme valeur du courant la tension d'excitation divisée par la résistance totale du NEMS. Nous voyons que les valeurs mesurées correspondent bien aux valeurs attendues.



**Figure 4.3-5 – Amplitude de déplacement d'une poutre en fonction de la tension d'actionnement (hors résonance) (Poutre réalisée en 100 nm, de dimension 2  $\mu\text{m}$  x 8  $\mu\text{m}$  x 50 nm).**



**Figure 4.3-6 – Amplitude de déplacement d'une poutre en fonction de la tension d'actionnement (hors résonance) (Poutre réalisées en 200 nm, de dimension 5  $\mu\text{m}$  x 1  $\mu\text{m}$  x 50 nm).**

Nous avons ensuite relevé l'amplitude du mouvement en fonction de la fréquence d'excitation. La Figure 4.3-7 montre l'amplitude de déplacement d'une poutre en fonction de la fréquence d'actionnement : nous voyons clairement l'apparition d'un pic de résonance. Celui-ci est situé à une fréquence  $f_0$  de 6,9 MHz, la fréquence de résonance théorique de la poutre étant de 5,39 MHz. Nous avons effectué un fit des points de mesures, normalisé à l'amplitude hors résonance, par une lorentzienne d'équation :

$$A_{\text{Lorentzienne}}(\omega) = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega_0^2 \omega^2}{Q^2}}}$$

où  $\omega_0$  représente la fréquence de résonance ( $\omega_0 = 2\pi f_0$ ) et  $Q$  le facteur de qualité du résonateur, qui sert de paramètre d'ajustement. Nous trouvons par cette méthode un facteur de qualité de 9,75. Soulignons que l'amplitude à la résonance est de 31 pm pour 5 mV et que la courbe présentée ici a été normalisée au fond continu hors résonance (le déplacement hors résonance est de l'ordre de 4 pm, ce qui correspond à la valeur mesurée en quasi-statique).

La fréquence de résonance théorique de la poutre est de 5,39 MHz, ce qui diffère de la valeur de résonance de 6,9 MHz trouvée expérimentalement. Cette variation peut être due à la variation du module d'Young (nous avons pris le module d'Young trouvé par nano-indentation à la section 2.2.3.1) ou à la variation de l'épaisseur de la poutre. En outre, le procédé de fabrication, notamment la libération partielle des encastresments et les contraintes résiduelles dans le platine peuvent expliquer cette variation, comme nous allons le voir dans la section suivante.

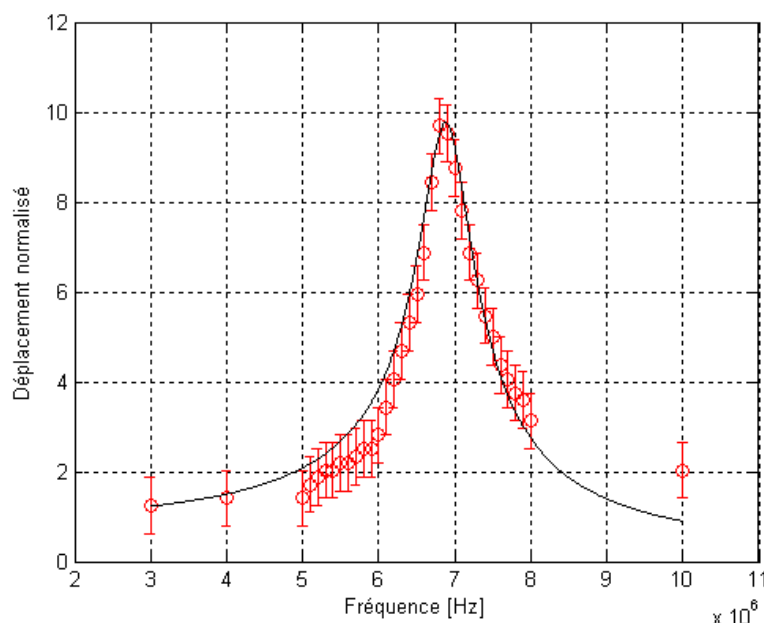


Figure 4.3-7 – Déplacement normalisé d'une poutre de dimension  $5\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m} \times 50\ \text{nm}$  en fonction de la fréquence d'excitation ( $V_{\text{actionnement}} = 5\ \text{mV}$ ).

### 4.3.2. Variation de la fréquence de résonance dû au procédé de fabrication

#### 4.3.2.1. Influence de la surgravure des encastresments

La fréquence de résonance définie par l'équation (2-7) est valable pour une poutre dont les encastresments seraient parfaits. Dans notre cas, le procédé de libération de la poutre qui grave la couche sacrificielle sous la poutre, grave également la couche sacrificielle sous les encastresments (voir Figure 4.3-8). Il en résulte une modification de la fréquence de résonance, qui n'est pas triviale à calculer analytiquement. Nous avons donc fait une série de modélisation par éléments finis avec Comsol pour voir dans quelle mesure ce phénomène impacte la fréquence de résonance de la poutre.

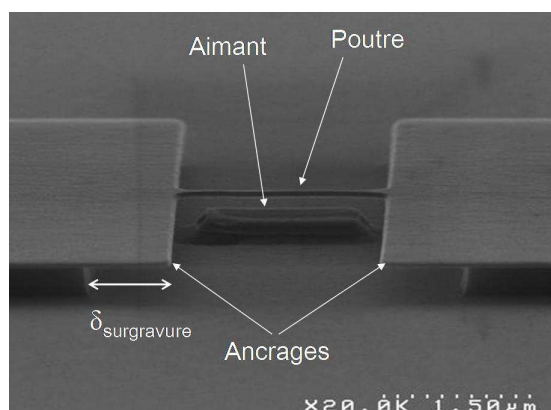


Figure 4.3-8 – Exemple de surgravure de la couche sacrificielle en dessous des encastresments.



La Figure 4.3-9 montre la déformation d'une poutre de  $5\text{ }\mu\text{m}$  de long pour  $1\text{ }\mu\text{m}$  de large et  $50\text{ nm}$  d'épaisseur, en tenant compte du module d'Young modifié du platine (voir section 2.2.3.1). Nous voyons que les encastrements ont tendance à se déformer, et que cette déformation est localisée dans un rayon assez large autour de la poutre. Le Tableau 2.3-1 liste les fréquences de résonances obtenues en fonction de la surgravure. Nous constatons tout d'abord que la fréquence de résonance obtenue par FEM pour un encastrement parfait surestime la fréquence de résonance obtenue analytiquement. Cela est dû à la résolution limitée de la modélisation par éléments finis et nous rappelle qu'il faut utiliser les résultats donnés par la FEM avec précaution. Nous pouvons cependant voir que la fréquence de résonance tend à diminuer lorsque la surgravure augmente, et que cette diminution est loin d'être négligeable.

Cependant, ce comportement n'explique par les résultats de la section 4.3.1.2, qui nous a montré que la fréquence de résonance trouvée expérimentalement, loin de diminuer, était plus importante que la fréquence de résonance théoriquement attendue.

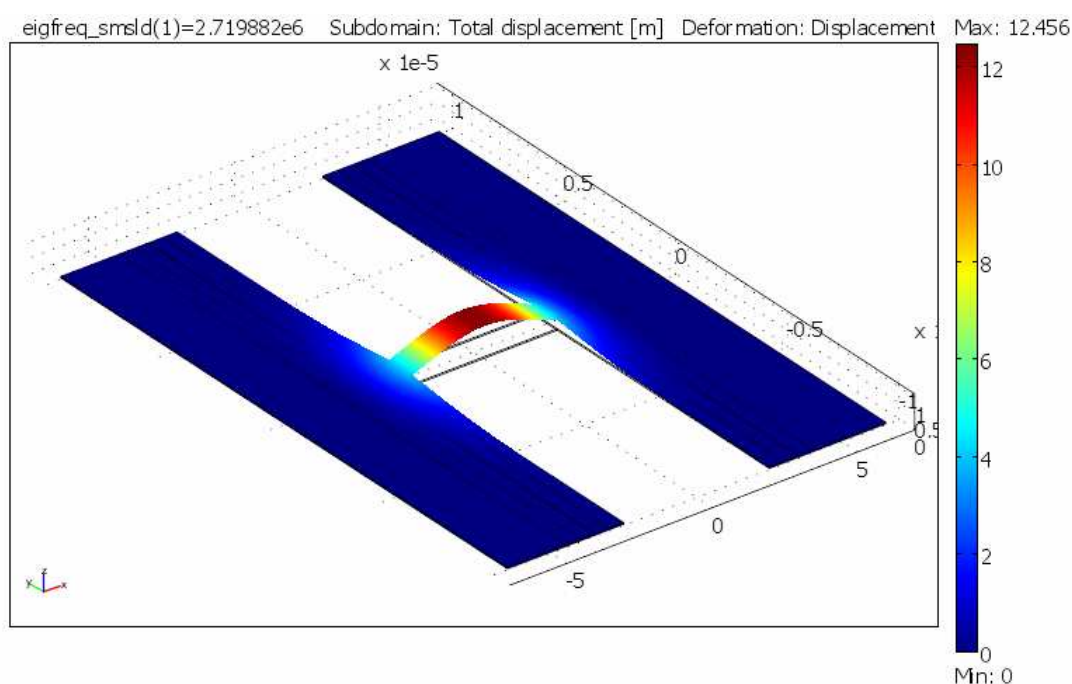


Figure 4.3-9 – Déformation d'une poutre de  $5\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ nm}$  ( $L \times w \times t$ ) lorsque les encastrements sont surgravés de  $2\text{ }\mu\text{m}$  de chaque côté.

Tableau 4.3-1 – Fréquence de résonance d'une poutre de  $5\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ nm}$  ( $L \times w \times t$ ) pour différentes surgravures.

$\delta_{\text{surgravure}} [\mu\text{m}]$	$f_0 [\text{MHz}]$
(analytique)	5,39
0	5,73
0,5	4,38
1	3,70
1,5	3,17
2	2,72

#### 4.3.2.2. Influence des contraintes résiduelles

L'influence des contraintes résiduelles du platine peut être calculée en rajoutant un terme correspondant à ces contraintes dans l'équation d'Euler Bernoulli (voir section 2.3.3.1). La fréquence de résonance initiale donnée par l'équation (2-7) devient :

$$f_{\text{contraintes}} = f_0 \sqrt{1 + \frac{L^2 \sigma}{4\pi EI}}$$

La Figure 4.3-10 montre l'évolution de la fréquence de résonance en fonction des contraintes résiduelles  $\sigma$  [Pa]. La fréquence de résonance trouvée expérimentalement pour la poutre correspond à une contrainte résiduelle de 30 MPa, ce qui est cohérent avec les valeurs connues des contraintes résiduelles des dépôts de platine [135].

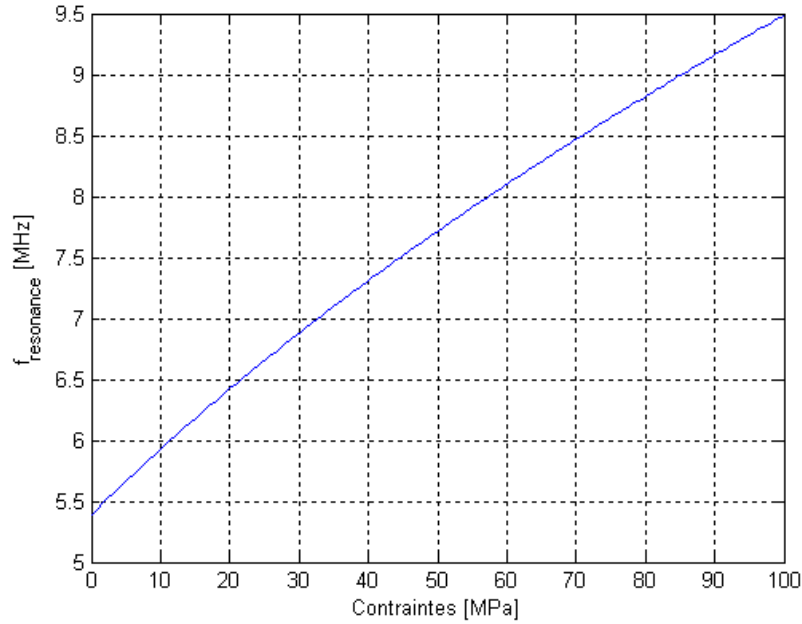


Figure 4.3-10 – Variation de la fréquence de résonance d'une poutre de 5 µm x 1 µm x 50 nm en fonction des contraintes résiduelles.

### 4.3.3. Détection magnétomotrice intégrée

#### 4.3.3.1. Loi de Lentz

Les NEMS à actionnement magnétique (voir le Tableau 1.4-1 p. 26 pour des exemples) utilisent habituellement une détection intégrée, qui est basée sur la loi de Lentz. En effet, lorsqu'un courant est en mouvement dans un champ magnétique (ce qui se produit lorsque la poutre est défléchie par la force de Laplace), une tension électromotrice  $V_{EMF}$  apparaît aux bornes du fil [16]:

$$V_{EMF} = \vec{B} \cdot \vec{S}$$

où  $\vec{S}$  est le vecteur normal au plan ( $y, z$ ) (le courant circule le long de  $y$  et le déplacement se fait selon  $z$ , comme cela est indiqué par exemple à la Figure 2.3-1 p. 71). On a donc  $\vec{S} = S\vec{x}$  d'où :

$$V_{EMF} = B_x S$$

Pour calculer la tension induite, nous considérerons donc uniquement le champ  $B_x$ :

$$V_{EMF}(y, t) = B_x(y) \sin(\theta(y, t)) \frac{dz(y, t)}{dt}$$

En intégrant cette équation le long de la poutre, selon  $y$ , la tension électromotrice moyenne peut s'écrire :

$$V_{EMF\text{moyenne}}(t) = \xi BL \frac{dz(t)}{dt} \quad (4-1)$$



Dans cette équation,  $\xi$  correspond à un facteur de forme, qui tient compte du fait que le mouvement de la poutre n'est pas une simple translation mais qu'elle se déforme principalement suivant son mode propre. Dans la pratique, nous le calculons comme l'aire balayée par le déplacement de la poutre rapportée à l'aire totale que la poutre balayerait si elle avait un mouvement uniforme d'amplitude  $z_{max}$ , correspondant au déplacement du milieu de la poutre. Nous voyons que la tension électromotrice induite est proportionnelle au champ magnétique. À cet égard, notre système présente une faiblesse car le champ magnétique au niveau de la poutre est de l'ordre du milli Tesla, tandis qu'il est bien supérieur au Tesla dans le cas des NEMS à actionnement magnétique externe. La tension induite sera donc dans notre cas de trois ordres de grandeur inférieure aux tensions générées dans ces NEMS.

L'équation (4-1), dans le domaine fréquentiel, s'écrit :

$$V_{EMFmoyenne}(\omega) = i\omega\xi BLZ(\omega)$$

Si  $Z$  est remplacé par l'expression donnée par l'équation (2-6) p. 75, nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} V_{EMFmoyenne}(\omega) &= \frac{i\omega\xi B^2 L^2 I(\omega)}{k - \omega^2 m^* + i\omega m^* \gamma} \\ V_{EMFmoyenne}(\omega) &= \frac{i\omega\omega_0^2 \xi B^2 L^2 / k}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \frac{b}{\rho S}} I(\omega) \end{aligned} \quad (4-2)$$

où le facteur de qualité s'écrit (voir section 2.3.3.3) :

$$Q = \frac{\rho S}{b} \sqrt{\frac{k}{m^*}}$$

Lorsque la fréquence d'excitation est proche de la fréquence de résonance,  $\omega \sim \omega_0$ , la force électromotrice induite s'écrit donc:

$$V_{EMFmoyenne}(\omega) = \frac{\omega_0 \xi B^2 L^2}{k} Q I(\omega) \quad (4-3)$$

#### 4.3.3.2. Modélisation électrique du système mécanique

L'équation (4-3) montre qu'il y a un facteur de proportionnalité entre le courant appliqué et la tension induite. Ce facteur peut s'interpréter comme étant une résistance motionnelle  $R_m$ , qui correspond à la partie dissipative du système mécanique (en effet, celle-ci est proportionnelle au facteur de qualité du système qui lui-même correspond au rapport de l'énergie contenue dans l'oscillateur sur l'énergie perdue par cycle à cause de l'amortissement) :

$$R_m = \frac{\omega_0 \xi B^2 L^2 Q}{k} = \frac{\xi B^2 L^2 Q}{\omega_0 m^*}$$

Plus généralement, un NEMS *près de sa fréquence de résonance* peut être modélisé par une résistance  $R_e$  qui correspond à sa résistance électrique physique à laquelle on ajoute un circuit RLC parallèle, qui correspond à la partie mécanique du système (Figure 4.3-11).

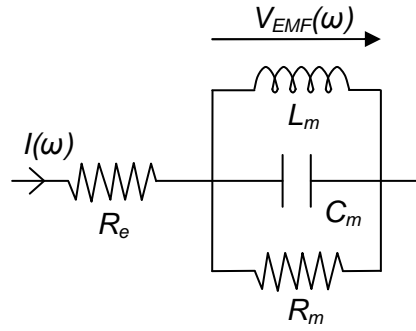


Figure 4.3-11 – Schéma équivalent électrique du NEMS.

La résistance électrique s'écrit :

$$R_e = \frac{\rho_{\text{électrique}} L}{wt}$$

Quant aux paramètres du circuit RLC, nous pouvons les déterminer en réécrivant l'équation (4-2) :

$$V_{EMFmoyenne}(\omega) = \frac{\frac{i\omega\xi B^2 L^2}{m^*}}{\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{i\omega\omega_0}{Q}} I(\omega)$$

soit

$$V(\omega) = Z_m I(\omega) = \frac{\frac{j\omega}{C_m}}{\omega_{LC}^2 - \omega^2 + \frac{j\omega}{R_m C_m}} I(\omega)$$

avec  $\omega_{LC} = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}}$

Lorsque la fréquence est proche de la fréquence de résonance, ( $\omega \sim \omega_0$ ), nous retrouvons bien :

$$V(\omega_0) = R_m I(\omega_0)$$

L'impédance  $Z_m$  du circuit RLC équivalent s'écrit

$$Z_m = \frac{i\omega R_m L_m}{R_m - \omega^2 L_m R_m C_m + i\omega L_m}$$

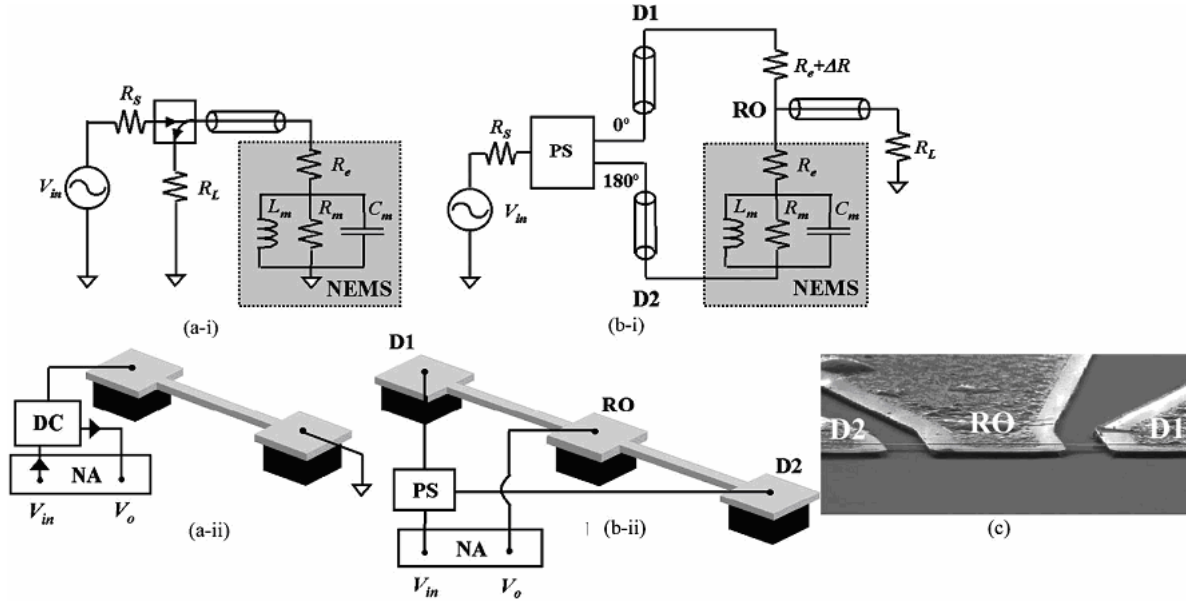
où  $C_m$  et  $L_m$  sont déterminées par identification :

$$C_m = \frac{m^*}{\xi B^2 L^2}$$

$$L_m = \frac{1}{\omega_0^2 C_m} = \frac{\xi B^2 L^2}{\omega_0^2 m^*}$$

#### 4.3.3.3. Principes de détection

La Figure 4.3-12 montre deux schémas de détection du mouvement d'un NEMS magnétique (ici, le NEMS est actionné par un champ magnétique externe). Le premier (a) correspond à la mesure du signal réfléchi, tandis que le second (b) correspond à une configuration dite « en pont ».



### 1. Mesure du signal réfléchi

Nous avons prévu sur les dispositifs fabriqués des NEMS avec un seul système mécanique relié à deux plots de contact afin de pouvoir réaliser cette mesure. Le circuit (a) correspond à un pont diviseur classique (Figure 4.3-13). La tension  $V_o$  peut s'exprimer comme :

$$V_o = \frac{R_e + Z_m}{R_e + Z_m + R_s} V_{in}$$

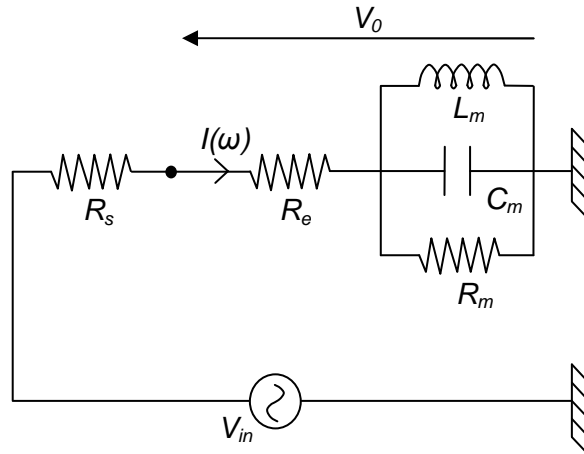


Figure 4.3-13 – Modélisation électrique du système de mesure par réflexion.

### 2. Mesure en pont

Nous avons prévu sur les dispositifs fabriqués des designs avec deux NEMS en série afin de réaliser ce type de mesure (voir la Figure 2.3-11 p. 84) : le principe de détection est basé sur la mise en série de NEMS presque identiques, de façon à ce que leurs fréquences de résonance soient voisines. Dans notre cas, nous ne pouvons pas compter sur les inhomogénéités du process de fabrication comme Ekinci et al [47] pour que les fréquences de résonance soient différentes, car la fabrication sur des plaques de 200 mm est suffisamment homogène sur de petites surfaces. Nous avons donc prévu que les NEMS en série aient deux longueurs légèrement différentes (1% de la longueur de la poutre, ce qui fait une variation de résistance  $\Delta R$  de 1%).

Lorsqu'un NEMS est excité à sa fréquence de résonance, il peut être modélisé par un modèle électrique dynamique comme nous l'avons expliqué dans la section précédente (4.3.3.2). Le

deuxième NEMS n'étant pas excité à sa fréquence de résonance, il est modélisé simplement par sa résistance physique  $R_e + \Delta R$ .

La tension  $V_0$  est déterminée par le théorème de Millman appliqué au point O (Figure 4.3-14) :

$$V_0 = \frac{\frac{-V_{in}}{R_e - \Delta R} + \frac{V_{in}}{R_e + Z_m}}{\frac{1}{R_e - \Delta R} + \frac{1}{R_e + Z_m} + \frac{1}{R_L}}$$

$$V_0 = -V_{in} \frac{Z_m + \Delta R}{2R_e + Z_m - \Delta R + \frac{R_e^2}{R_L} - \frac{R_e \Delta R}{R_L} + \frac{R_e Z_m}{R_L} - \frac{Z_m \Delta R}{R_L}}$$

$$V_0 = -V_{in} \frac{Z_m + \Delta R}{(Z_m - \Delta R) \left( 1 + \frac{R_e}{R_L} \right) + R_e \left( 2 + \frac{R_e}{R_L} \right) - \frac{Z_m \Delta R}{R_L}}$$

Le dernier terme du dénominateur étant bien inférieur aux deux autres<sup>15</sup>, nous le négligeons et écrivons  $V_0$  comme :

$$V_0 = -V_{in} \frac{Z_m + \Delta R}{(Z_m - \Delta R) \left( 1 + \frac{R_e}{R_L} \right) + R_e \left( 2 + \frac{R_e}{R_L} \right)}$$

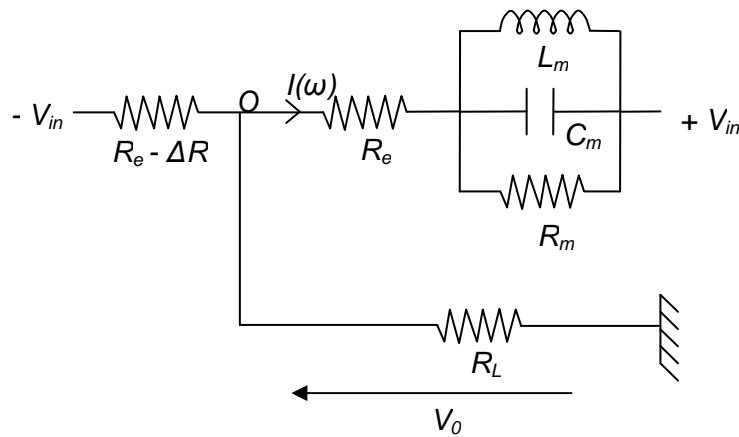


Figure 4.3-14 – Modélisation électrique du système de mesure par pont.

$V_{in}$  est déterminé par le courant d'actionnement  $I_{actionnement}$  que nous utilisons et la résistance totale du circuit  $R_{circuit}$  :

$$V_{in} = I_{actionnement} R_{circuit}$$

<sup>15</sup> Pour une poutre de platine de  $5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 50 \text{ nm}$ , nous avons  $R_e = 17,7 \Omega$  ;  $R_m = 5,42 \cdot 10^{-7} \Omega$  ;  $C_m = 54,52 \text{ F}$  ;  $L_m = 1,6 \cdot 10^{-17} \text{ H}$  et  $Z_m = 5,42 \cdot 10^{-7}$  (pour un champ magnétique moyen de  $2,35 \text{ mT}$  et un facteur de qualité de  $1000$ ). Les premier, deuxième et troisième termes du dénominateur ont donc une valeur respective de  $-0,24$ ,  $41,67$  et  $1,92 \cdot 10^{-9}$ .

## ***4.4. Conclusion sur le nano-résonateur***

### **4.4.1. Synthèse du Chapitre 4**

Le chapitre 4 concerne uniquement le nano-résonateur à actionnement magnétique. Nous avons vu que si nous nous concentrons sur des dispositifs fonctionnant à température ambiante et utilisant une technologie silicium, les nano-résonateurs existants sont au nombre de quatre, et seulement de deux si l'on considère les résonateurs avec détection intégrée (voir le Tableau 4.1-1). Il y a donc une place pour le nano-résonateur à actionnement magnétique que nous proposons, et pour lequel nous avons dressé un cahier des charges en vue d'une application capteur de masse (voir le Tableau 4.1-2).

Nous avons décrit le procédé de fabrication du nano-résonateur, en présentant tout d'abord la technologie utilisée pour fabriquer le dispositif sur des plaques de 100 mm avec les appareils de la PTA. La taille minimale des nano-résonateurs ainsi fabriqués était de 1,6  $\mu\text{m}$  de large sur 4  $\mu\text{m}$  de long. Nous avons dû anticiper sur le désalignement important entre les deux niveaux de masques (l'un pour l'aimant, le deuxième pour la structure mécanique) en dessinant sur les masques plusieurs variantes avec un aimant décalé. Le procédé de nivellement que nous avons utilisé était un procédé lift-off : avant de stripper la résine utilisée pour le niveau lithographique de l'aimant, nous avons effectué un premier dépôt de titane. Nous avons montré que cette solution était loin d'être optimale, car cela crée des oreilles de titane autour de l'aimant, qui se répliquent sur la poutre et peuvent conduire à sa fissuration. De plus, l'inhomogénéité des procédés fait qu'il est impossible de déposer exactement la même épaisseur de titane que la hauteur de l'aimant gravé.

Nous avons présenté un deuxième empilement technologique, que nous avons réalisé sur des plaques de 200 mm sur la plate-forme technologique du LETI. Cet empilement nécessite seulement trois niveaux de lithographie (dont un niveau dégage-marque pour assurer un alignement optimal entre les aimants et les poutres). L'avantage de cette fabrication est surtout l'utilisation d'appareils plus performants, par exemple une lithographie DUV avec une résolution de 250 nm. Nous avons développé pour cette technologie une brique de base, qui est la gravure par faisceau ionique des poutres avec un masque résine. En effet, cette gravure nécessite de fluier la résine utilisée, afin d'éviter la création de murs de résine. Nous avons également travaillé sur le temps de surgravure de l'IBE, afin d'amoindrir les effets d'ombrage. Nous avons développé une deuxième brique technologique, dont le but était de niveler la couche sacrificielle au dessus de l'aimant par un polissage mécano-chimique partiel de la couche sacrificielle de titane. Si l'idée semble pertinente, elle s'est avérée présenter deux inconvénients majeurs, à commencer par une forte incertitude sur la quantité de titane enlevé, qui, sur une même plaque, peut différer de 20 nm. Le deuxième inconvénient vient de la délamination autour des aimants de la couche sacrificielle, qui a lieu lorsque le polissage dure trop longtemps, donc pour les gaps les plus faibles (100 nm).

Nous avons présenté le procédé de libération de nos structures mécaniques utilisant du  $\text{XeF}_2$ . Ce procédé a pour avantage d'être réalisé à sec et d'être très sélectif. La couche sacrificielle utilisée habituellement pour ce type de libération est du silicium, mais la présence de couches magnétiques nous imposait une contrainte en température nous empêchant de déposer ce matériau. Nous avons donc opté pour la réalisation de la couche sacrificielle en titane, matériau pour lequel nous avons développé une nouvelle recette de gravure. Nous avons trouvé que la température était un paramètre important, et que contrairement à ce qui a été observé pour le silicium, il est important qu'elle soit suffisamment haute si l'on veut avoir une vitesse de gravure significative. Nous avons également présenté les inconvénients de ce type de gravure, à commencer par sa très forte inhomogénéité, due notamment à l'effet du taux d'ouverture. La vitesse de gravure moyenne que nous avons établie, de 20  $\text{nm}\cdot\text{min}^{-1}$ , dépend du nombre d'échantillons dans la chambre de gravure et de leur emplacement. Nous avons constaté que sur un même échantillon de quelques  $\text{cm}^2$ , il pouvait s'écouler jusqu'à 6 minutes entre la gravure des bords et du milieu. Le comportement des poutres sur un même échantillon peut également

varier. De plus, au-delà d'un certain nombre de cycles, cette gravure génère des redépôts qui peuvent empêcher le mouvement du résonateur. Il nous a donc fallu trouver un compromis entre un temps de gravure suffisamment long pour libérer les structures, mais pas tant important qu'il génère des redépôts. De plus, nous avons remarqué qu'il arrivait aux nano-aimants de se détacher du substrat pour les gravures trop longues, probablement à cause de l'attaque de leur couche d'accroche en ruthénium par le  $\text{XeF}_2$ . La gravure au temps que nous effectuons génère des encastresments en V, ce qui crée des contraintes dans les poutres et peut modifier leur fréquence de résonance. Nous avons réussi à libérer des ponts avec un gap entre la structure mobile et l'aimant de 150 nm et 200 nm pour les structures fabriquées respectivement à la PTA et sur la plateforme du LETI.

La deuxième partie de ce chapitre concerne les mesures que nous avons réalisées sur les dispositifs fabriqués. Des mesures par vibrométrie laser par effet Doppler ont montré que les résonateurs bougeaient à la même fréquence que la fréquence d'excitation, et que leur mouvement était linéaire en fonction de la tension d'actionnement. Cela constitue la signature d'un actionnement par la force de Laplace. Les mesures par vibrométrie nous ont également permis de tracer, à la main, un pic de résonance pour une poutre de fréquence de résonance théorique de 5,39 MHz. Nous avons mesuré une fréquence de résonance de 6,9 MHz pour un facteur de qualité de 9,75. Nous avons ensuite montré comment le procédé de fabrication, notamment la libération partielle des encastresments et la contrainte de la couche de platine déposée, pouvait faire varier la fréquence de résonance.

Nous avons exposé dans la dernière partie de ce chapitre le principe de la détection magnétomotrice intégrée qu'il est possible de réaliser sur ces NEMS magnétiques : en effet, leur mouvement dans le champ magnétique de l'aimant génère une tension induite (loi de Lentz). Nous avons montré que cette tension induite est proportionnelle au courant d'actionnement, et qu'à sa fréquence de résonance, le NEMS pouvait être modélisé par un circuit électrique comprenant une résistance mise en série avec un circuit RLC. La résistance de ce circuit RLC correspond à une résistance motionnelle modélisant la dissipation d'énergie. Nous avons explicité les paramètres de ce circuit, puis exposé deux principes de détection de la tension induite. Le premier est basé sur une mesure du signal réfléchi, tandis que le deuxième utilise deux NEMS en série, ce qui permet d'annuler le fond continu et d'avoir un signal moins bruité. Ces principes de mesure, délicats car impliquant des signaux très faibles, n'ont malheureusement pas pu être mis en œuvre dans le cadre de cette thèse.

#### 4.4.2. Respect du cahier des charges

Le Tableau 4.4-1 reprend le cahier des charges établi dans la section 4.1 et le compare avec les résultats que nous avons démontrés pour les nano-résonateurs. Nous avons également ajouté à ce tableau les performances attendues d'un NEMS qui serait fabriqué de manière optimisée avec la technologie disponible sur la plate-forme technologique du LETI. Nous voyons que le nano-résonateur à actionnement magnétique présenté dans cette thèse peut rivaliser avec les nano-résonateurs de l'état de l'art en terme de fréquence de résonance, mais que la résolution théorique obtenue jusqu'à présent laisse à désirer. Cependant, le calcul montre qu'un résonateur de fréquence de résonance de 135 MHz (ce qui correspond aux plus petits dispositifs que nous avons fabriqués) devrait avoir une résolution de  $41 \text{ ag}/\sqrt{\text{Hz}}$ , ce qui se rapproche de l'état de l'art [136]. De plus, le nano-résonateur potentiellement réalisable avec ce système d'actionnement devrait avoir une résolution correspondant aux spécifications du cahier des charges.

**Tableau 4.4-1 – Comparaison entre le cahier des charges initial et les performances attendues du nano-résonateur.**

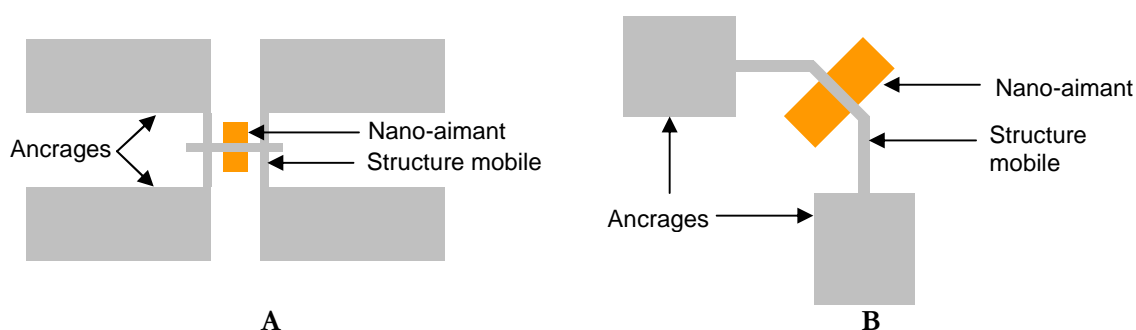
Caractéristique	Cahier des charges	Nano-résonateur (démontré)	Valeur atteignable avec la technologie du LETI
Température de fonctionnement	300 K	Ok	Ok
Technologie	silicium	Ok	Ok
Fréquence de résonance	> 1MHz	6,9 MHz	1 308 MHz <sup>(1)</sup>
Résolution en masse	1 zg/√Hz à 1 ag/√Hz	12 500 ag/√Hz [136]	0,02 ag/√Hz [136]
Bande passante	1 Hz	1 Hz	1 Hz

(1) Poutre d'aluminium de dimension 0,4 μm x 30 nm x 40 nm (réalisée par lithographie électronique)

### 4.4.3. Améliorations et perspectives

#### 4.4.3.1. Optimisation du design

Lorsque l'on examine les nano-résonateurs concurrents de celui que nous présentons dans cette thèse (voir Tableau 4.1-1), nous nous apercevons que nous pouvons dégager un point commun : tous les designs réduisent le nombre d'encastrement (poutre encastree-libre ou libre-libre dans le cas des U), ce qui limite des pertes et améliore le facteur de qualité. Par exemple, Huang et al rapportent que le facteur de qualité double lorsque l'on passe d'un design en pont à un design avec une poutre libre-libre [43]. Nous avons prévu des designs en U pour le nano-résonateur, bien que les mesures que nous avons réalisées à ce jour aient été effectuées sur des poutres encastrees-encastrees. Des mesures sur ces designs en U devraient permettre d'améliorer le facteur de qualité des dispositifs. De plus nous proposons ici des designs alternatifs à la poutre une (voir Figure 4.4-1).



**Figure 4.4-1 – Proposition de designs alternatifs pour le nano-résonateur. A : poutre libre-libre. B : poutre en C.**

Une façon d'augmenter la fréquence de résonance est d'utiliser un matériau mécanique alliant un fort module d'Young à une faible densité volumique (voir équation (2-7) p. 76). Le nano-résonateur dont la fréquence de résonance est la plus élevée est fabriqué en SiC dont le module d'Young vaut 700 GPa [12]. Le Tableau 4.4-2 donne la fréquence de résonance d'une nanopoutre pour différents métaux<sup>16</sup>. Nous voyons que le platine est le matériau donnant la fréquence de résonance la plus faible, et que parmi les métaux qui résistent au procédé de libération XeF<sub>2</sub>, l'aluminium semble être le meilleur candidat, grâce à sa très faible densité volumique. Nous constatons que le SiC, s'il était prouvé qu'il résiste au procédé de libération, serait le meilleur candidat.

<sup>16</sup> Ces valeurs ont été calculées avec les valeurs de module d'Young du matériau massif afin de pouvoir comparer les différentes options. La question du comportement du module d'Young en fonction de l'épaisseur de la poutre reste ouverte.

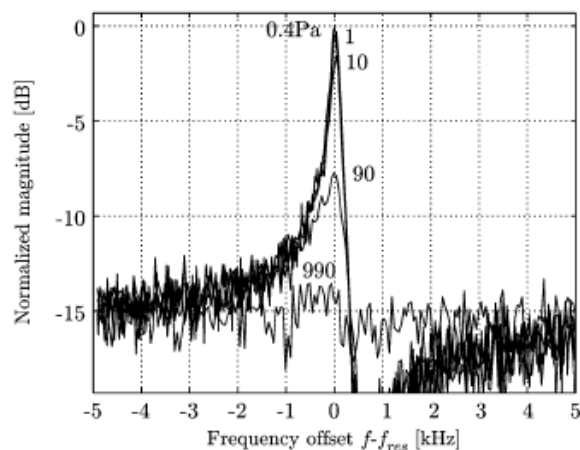
**Tableau 4.4-2 – Comparaison de la fréquence de résonance d'une poutre de  $1\ \mu\text{m} \times 0,25\ \mu\text{m} \times 50\ \text{nm}$  pour différents métaux.**

Métal	$E$ [GPa]	$\rho$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$f_0$ [MHz]
Pt	177	21090	149
Al	70	2700	262
Ni	200	8908	244
SiC	700	3200	760

#### 4.4.3.2. Optimisation de la mesure

Un avantage de notre nano-résonateur, par rapport aux nano-résonateurs à actionnement thermo-élastique ou magnétique, est qu'il est composé d'une unique couche métallique. En effet, les nano-résonateurs impliquant la métallisation de la structure mécanique (pour assurer la conduction du courant d'actionnement magnétique [47] ou thermo élastique [55] ou pour éviter une « impédance mismatch » dans le cas de nanofils [50]) voient leur facteur de qualité diminuer. Un bon facteur de qualité est important pour l'application de capteur de masse, car lorsque les structures mobiles sont fonctionnalisées, il peut diminuer : par exemple, l'application d'une couche de 10 nm de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) diminue le facteur de qualité de 20 à 30% [55]

Afin de préserver un bon facteur de qualité, il est d'usage de faire les mesures sous vide. Des auteurs ont observé que le facteur de qualité diminuait fortement lorsque la pression augmentait, jusqu'à ce que celle-ci devienne éventuellement telle qu'aucune résonance ne soit plus observée [55] [56]. La Figure 4.4-2 montre la variation de l'amplitude de la fonction de transfert du NEMS en fonction de la pression : nous voyons que pour une pression inférieure à 10 Pa, le pic de résonance est bien défini, tandis que la résonance est à peine visible à 900 Pa [53]. Le fait que nous puissions observer un pic de résonance sous atmosphère (101 325 Pa) implique que le facteur de qualité de notre dispositif sous vide devrait être excellent.



**Figure 4.4-2 – Variation de l'amplitude de la fonction de transfert du déplacement du NEMS en fonction de différentes pressions, en Pa (pour référence, la pression atmosphérique correspond à 101 325 Pa) (figure extraite de [53]).**

Cependant, il est intéressant de remarquer que plus la taille des dispositifs est réduite, moins les pertes dues à l'interaction du système avec l'air sont importantes. Le régime moléculaire, i.e. le régime dans lequel l'air n'est plus considéré comme un fluide mais comme un ensemble de molécules individuelles, est atteint lorsque l'onde acoustique générée par le NEMS est inférieure au libre parcours moyen des molécules constituant l'air. La Figure 4.4-3 montre l'évolution du libre parcours moyen d'une molécule d'azote en fonction de la pression. Le graphique montre également la valeur de l'onde acoustique  $\lambda_a$  générée par des NEMS de différentes fréquences de résonance [29]. Nous voyons qu'à pression ambiante ( $\sim 10^5$  Pa), les NEMS sont toujours en



régime visqueux. Par contre, lorsque la pression atteint  $10^4$  Pa, les plus petits NEMS ( $f_0 = 1$  GHz) entrent dans un régime moléculaire. Nous pouvons en conclure que les pertes dues à l'air ambiante diminuent en même temps que la taille des dispositifs.

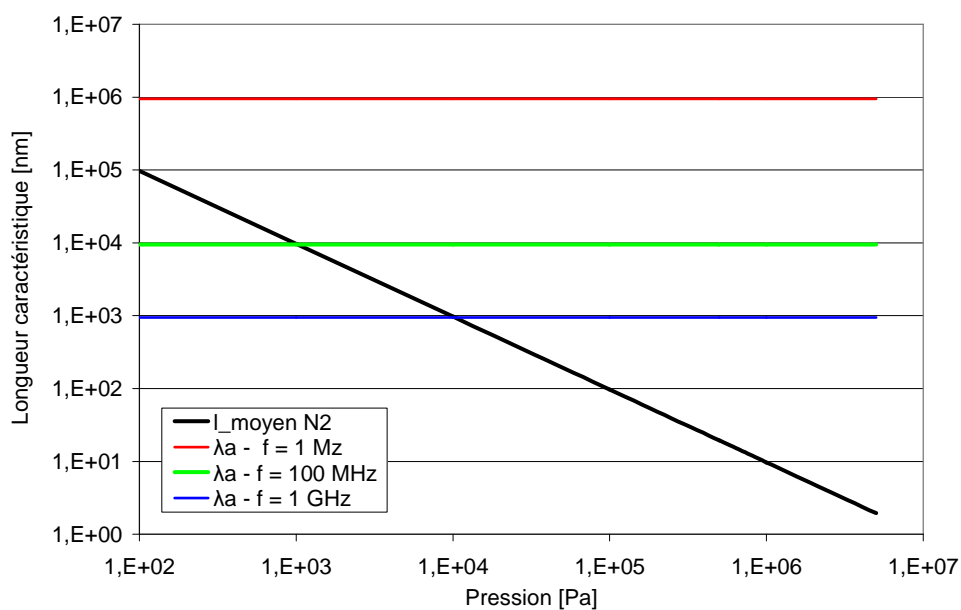


Figure 4.4-3 – Évolution du libre parcours moyen d'une molécule de  $N_2$  et de l'onde acoustique générée par un NEMS en fonction de la pression (les formules utilisées pour tracer les courbes sont données dans [29]).

## Chapitre 5. Conclusion

Alors que l'utilisation des microsystemes est maintenant couramment répandue dans les objets de la vie quotidienne, la prochaine génération de capteurs miniaturisés est actuellement en développement dans les laboratoires de recherche. Ces nanosystèmes atteignent une taille telle qu'elle leur permet d'être intégrés directement dans les circuits électroniques et d'y remplir, outre une fonction traditionnelle de capteur, une fonction électronique à part entière (interrupteur, filtre...). De plus, leurs dimensions réduites offrent de nouvelles fonctionnalités et la possibilité d'intégrer plusieurs capteurs sur une même puce.

Les principes d'actionnement et de détection qui sont bien connus pour les MEMS se heurtent maintenant à certaines contraintes physiques et technologiques. Cette thèse démontre la faisabilité d'utiliser des empilements AF/FM pour réaliser un actionnement magnétique à l'échelle submicronique. Ce principe d'actionnement est prometteur, car il fonctionne à température ambiante et supporte très bien une réduction des dimensions agressive : les points mémoires MRAM actuels ont des dimensions latérales inférieures à 500 nm. Les NEMS à actionnement magnétique que nous proposons ici bénéficient donc de la dynamique de ce domaine de recherche, stimulé par d'importantes perspectives d'applications.

Nous avons proposé à titre illustratif deux dispositifs intégrant les multicouches AF/FM :

- Un nano-commutateur, dont la propriété remarquable est sa bistabilité ;
- Un nano-résonateur, dont nous avons démontré qu'il pouvait atteindre des fréquences de résonance proches de celles de l'état de l'art.

Nous avons proposé, et dans le cas du nano-résonateur réalisé, des empilements technologiques permettant la fabrication de ces dispositifs intégrés à grande échelle sur des plaques de 200 mm.

Nous avons présenté un cahier des charges pour chacun des systèmes proposés, et examiné dans quelles mesures ils pouvaient y répondre. Dans le cas du nano-commutateur, nous avons choisi une application « interrupteur ». Le grand avantage de notre système mécanique, comparé à un transistor, est qu'il consomme de l'énergie uniquement lors de la phase de commutation. Nous avons vu que la résistance de contact du commutateur ne devrait pas être un verrou technologique, puisque nos calculs ont montré que dans le pire des cas, elle ne devrait pas dépasser la résistance d'un fil métallique d'accès. Cependant, des inconnues restent à lever, notamment la fiabilité du contact électrique ou le temps de commutation du système.

Quant au nano-résonateur, nous avons obtenu des dispositifs sur lesquels nous avons effectué des mesures expérimentales. Cette phase nous a permis de prouver le concept d'actionnement à des fréquences de résonance proches de celles de l'état de l'art. Il est possible d'augmenter cette fréquence en changeant le matériau qui forme la couche mécanique (pour de l'aluminium par exemple) et en utilisant un procédé de lithographie par faisceau électronique. Un tel NEMS, tout à fait réalisable avec la technologie actuelle du LETI, aurait une fréquence de résonance supérieure au gigahertz. Le facteur de qualité, obtenu sous atmosphère, promet de rivaliser avec l'état de l'art pour peu que les mesures soient effectuées sous vide et que l'on utilise

des poutres en U. Néanmoins, il reste à déterminer une propriété essentielle de ces nanosystèmes : la possibilité de détecter leur mouvement de façon intégrée. Nous avons exposé deux approches basées sur l'apparition d'une tension induite aux bornes du nano-résonateur lorsque celui-ci se déplace dans le champ magnétique de l'aimant. Le travail sur les dispositifs doit donc être poursuivi afin de prouver totalement la validité du concept en terme applicatif.

Cette thèse a abordé les trois points majeurs de l'ingénierie des nanosystèmes : la modélisation, la fabrication et la mesure. Ces domaines étant bien sûr interdépendants, il nous a fallu faire des allers-retours afin d'arriver à une bonne compréhension de nos dispositifs.

Concernant les modèles développés, le lecteur aura remarqué que nous avons utilisé des équations de physique classique, tant pour le calcul des champs magnétiques que pour la modélisation mécanique. En effet, les dimensions des NEMS font que nous restons dans un domaine continu, bien que le nano-monde s'exprime à travers différents phénomènes comme les forces de proximité ou la variation des paramètres matériaux. Nous avons effectué le dimensionnement des structures en veillant à ce que leurs marges de fonctionnement soient confortables. Nous avons également proposé des pistes d'amélioration des modèles établis, notamment à travers la prise en compte des forces de proximité et de l'effet de pull-in. Le profil du nano-commutateur, lorsqu'il entre en contact avec le substrat, reste également à déterminer.

Dans la section concernant la fabrication des dispositifs, nous avons vu comment les procédés pouvaient dégrader les dimensions nominalement prévues. Les contraintes technologiques auxquelles nous faisons face nous ont amenés à développer plusieurs briques de base : remplissage de caissons d'oxyde par de l'AlCu ; étude de la gravure IBE avec un masque de résine ; CMP partielle de titane ; libération de poutres par gravure  $\text{XeF}_2$  d'une couche sacrificielle en titane. Dans le cas du nano-résonateur, nous avons proposé deux approches pour l'intégration d'un nano-aimant sous la poutre, l'une réalisée à la PTA et l'autre sur la plate-forme du LETI. La première approche, utilisant un procédé de lift-off, peut conduire à la fissuration de la poutre. La deuxième approche semble plus prometteuse, malgré une limitation du gap entre la poutre et l'aimant due la délamination partielle de la couche sacrificielle autour des aimants.

Plusieurs types de mesures ont été effectués au cours de cette thèse : nous avons tout d'abord mis en œuvre des mesures spécifiques des caractéristiques physiques des matériaux utilisés. Ces mesures nous ont permis de déterminer le module d'Young et la résistivité du platine en couche mince, valeurs que nous avons utilisées lors du dimensionnement des systèmes. Nous avons également effectué des tests électriques paramétriques qui nous ont servi à valider la bonne réalisation de certaines étapes technologiques. Nous avons vu qu'ils donnaient de plus accès à certains paramètres technologiques comme la surgravure. Enfin, nous avons effectué des mesures optiques afin de détecter le mouvement des NEMS. Ces mesures nous ont permis de démontrer que les résonateurs étaient effectivement excités par la force de Laplace. Nous avons vu comment des raisons d'ordre technologique pouvaient expliquer la différence entre la valeur de la fréquence de résonance mesurée et la valeur théoriquement attendue.

En conclusion, cette thèse démontre la pertinence de l'utilisation des multicouches AF/FM pour réaliser un actionnement à l'échelle nanométrique. Nous avons établi des modèles qui nous ont permis de dimensionner deux dispositifs classiques de capteurs. Nous avons développé de nouveaux empilements technologiques pour permettre la fabrication de l'aimant intégré avec le système mécanique. Enfin, nos mesures ont montré que les dispositifs obtenus ont la potentialité de rivaliser avec ceux de l'état de l'art.

# Annexe 1. Simplification du calcul de la déformée statique du nano-commutateur

Le calcul de la déformation de la poutre est un problème en 3 dimensions. Les équations qui décrivent la force  $F$  et le moment  $\Gamma$  subis par un moment magnétique  $m$  plongé dans une induction  $B$  (voir 2.2.3.4), génèrent un torseur des efforts dont les composantes induisent respectivement les mouvements indiqués ci-dessous (ici et par la suite, nous prendrons l'origine des axes comme indiqué sur la Figure 2.2-10).

$$\begin{bmatrix} F_x & \Gamma_x \\ F_y & \Gamma_y \\ F_z & \Gamma_z \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} \text{Compression ou traction} & \text{Torsions} \\ \text{Déflexion en } y & \text{Déflexion en } z \\ \text{Déflexion en } z & \text{Déflexion en } y \end{bmatrix}$$

En examinant chacune de ces composantes, nous allons voir que nous pouvons nous ramener à un problème à une dimension grâce à la série de simplifications détaillées ci-dessous.

1. Nous considérons que chaque section de la poutre est rigide et ne se déforme pas autour de la ligne neutre. Afin de calculer le profil de poutre, **il suffit donc de calculer la déformée de la ligne neutre**, que nous assimilons à l'ordonnée du barycentre de la poutre (voir le calcul dans la section 2.2.3.2.). Pour tout  $x_j$ , nous pouvons nous ramener à la ligne neutre en sommant les forces et les moments sur toute la section :

$$F_x(x_j) = \iint_{\substack{y \\ z \\ \text{section}}} dF_x(x_j, y, z) dy dz$$

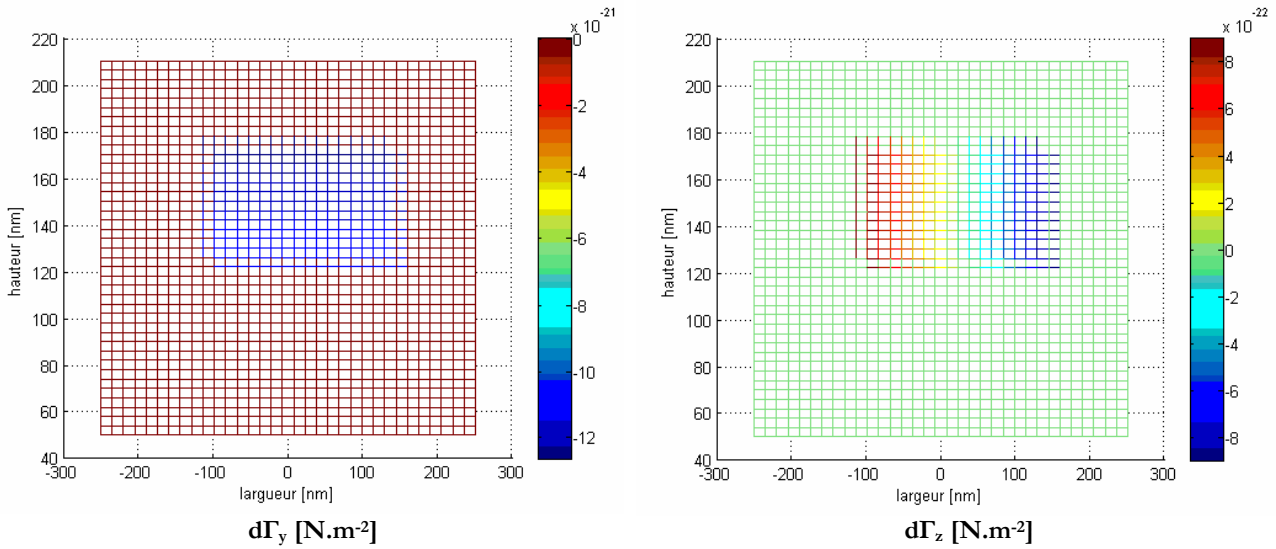
$$\Gamma_x(x_j) = \iint_{\substack{y \\ z \\ \text{section}}} d\Gamma_x(x_j, y, z) dy dz$$

Rappelons que  $dF_i$  et  $d\Gamma_i$  sont calculés pour des éléments de volume de dimension  $l_x$ ,  $l_y$  et  $l_z$  (voir section 2.2.3.3). Leurs unités respectives sont donc  $N.m^{-3}$  et  $N.m^{-2}$ .

2. Une déflexion en  $y$  apparaît en partie à cause du moment fléchissant  $\Gamma_z$ . Dans notre cas, nous avons  $\Gamma_y(x, y, z) > 15\Gamma_z(x, y, z)$  (voir Figure A1 - 1). Par ailleurs,

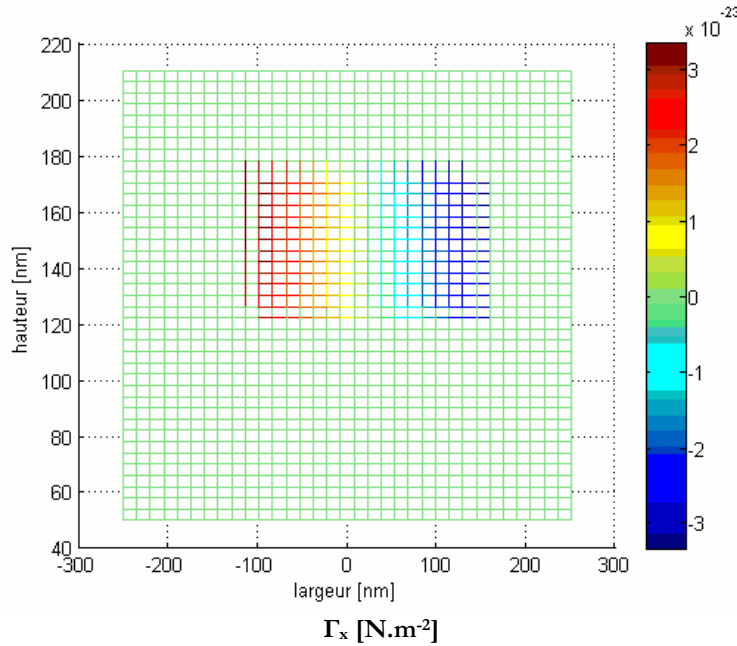
$$\frac{k_z}{k_y} = \frac{I_y}{I_z} = \frac{w^2}{t^2} \approx 10 \text{ pour une poutre de 500 nm de largeur et de 160 nm d'épaisseur.}$$

D'après l'équation ( 2-1 ) p. 61, la flexion suivant  $y$  provoquée par  $\Gamma_z$  sera donc 150 fois plus faible qu'une flexion suivant  $z$  provoquée par  $\Gamma_y$ . Nous pouvons donc allègrement la négliger.



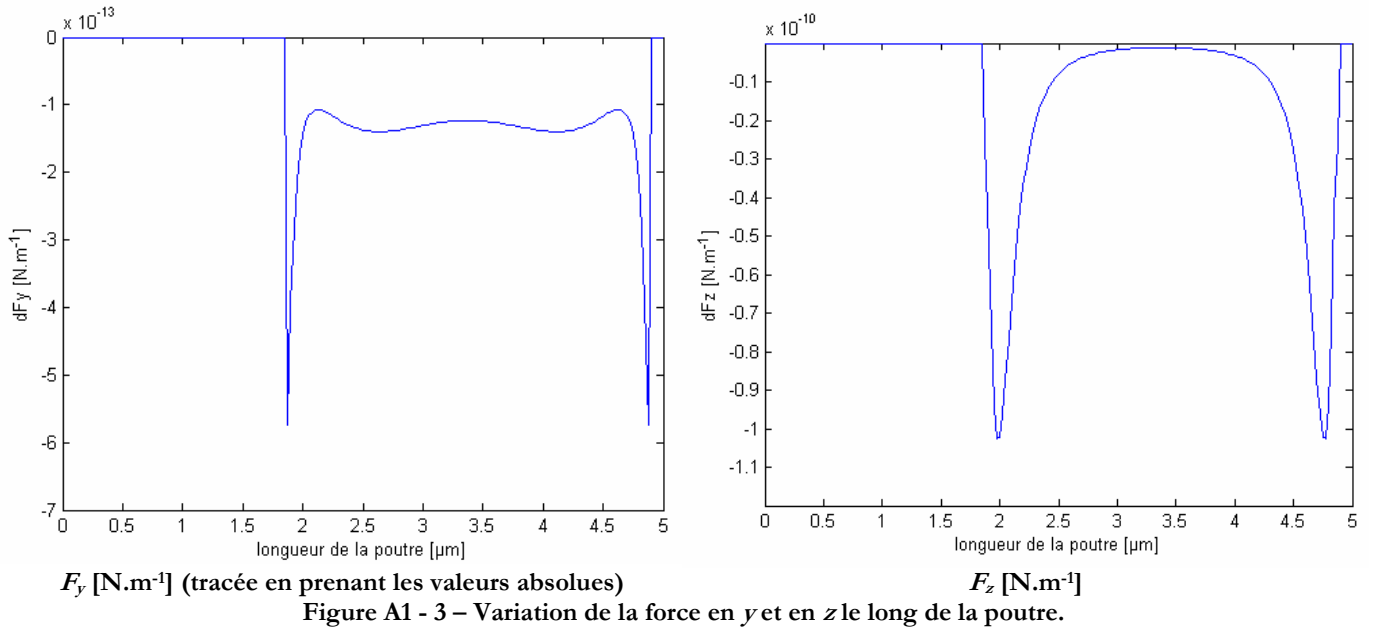
**Figure A1 - 1 – Variation des moments infinitésimaux en  $y$  et en  $z$  au milieu de la section d'une poutre (le moment n'agit que sur l'aimant qui se trouve sur la poutre).**

3. Concernant le moment  $\Gamma_x$  qui engendre de la torsion, nous remarquons que celui-ci est impair sur chaque section de l'aimant (Figure A1 - 2). Comme  $d\Gamma_x$  est intégrée sur la section, le moment en  $x$  est nul sur l'axe neutre et il n'y a pas de torsion autour de cet axe.



**Figure A1 - 2 – Variation du moment en  $x$  au milieu de la section d'une poutre (le moment n'agit que sur l'aimant qui se trouve sur la poutre).**

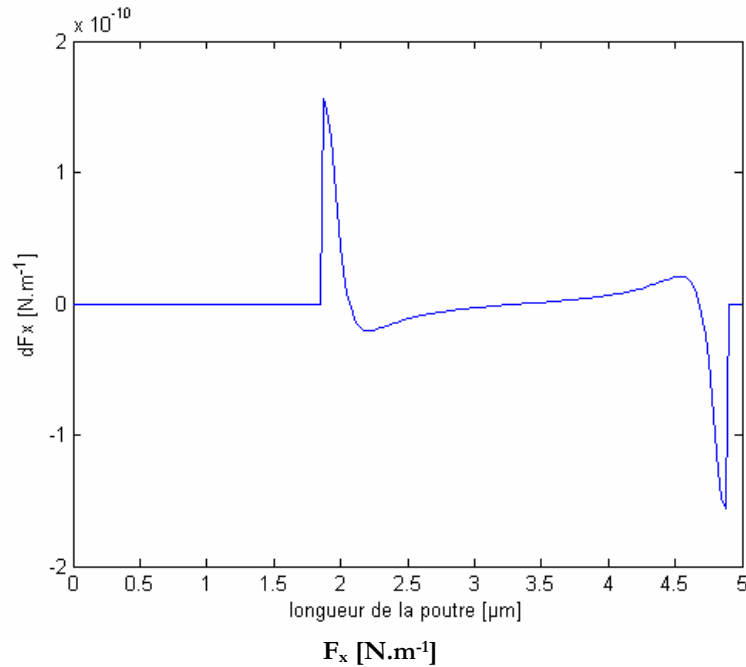
4. La déflexion en  $y$  due à la force  $F_y$  est négligeable, car, comme le montre la Figure A1 - 3,
- $$\iint_{\text{section}} F_z(x, y, z) dy dz > 1000 \iint_{\text{section}} F_y(x, y, z) dy dz$$
- et par ailleurs, comme nous l'avons vu précédemment,  $\frac{k_z}{k_y} \approx 10$  avec nos dimensions. Les déplacements provoqués par la force en  $y$  ( $F_y = k_y y$ ) sont 10 000 fois plus petits que ceux provoqués par la force en  $z$  et nous les négligerons par la suite.



5. Nous considérons maintenant la force linéique en  $x$  qui crée de la compression ou de la traction dans la poutre. Le déplacement engendré par ces forces se calcule avec la formule suivante [86]:

$$\Delta L = \frac{F_x L}{Ewt} = \frac{5F_x}{12000}$$

Avec la valeur des forces en  $x$  considérée (au maximum de  $1,567 \cdot 10^{-10}$  N.m<sup>-1</sup>, voir la Figure A1 - 4), cette déformation est négligeable devant la longueur de la poutre ( $\Delta L \sim 10^{-15}$  μm pour une poutre de 5 μm).



En conclusion, nous pouvons calculer le profil de la poutre en flexion en tenant compte uniquement :

- De la force  $F_z$  qui provient de la non uniformité du champ magnétique extérieur :

$$F_z = M_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + M_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + M_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

- Du moment  $\Gamma_y$  dans lequel se trouvent :
  - La composante provenant du produit vectoriel entre le moment magnétique  $m$  de la poutre et l'induction magnétique extérieure  $B$  :

$$\Gamma_{y1} = m_z B_x - m_x B_z$$

- La composante provenant du moment exercé par  $F_z$

$$\Gamma_{y2} = \sum_{i=1}^{N_x} \int_{z=-t/2}^{z=t/2} \int_{y=-w/2}^{y=w/2} x_i dF_z(x_i) dy dz = \sum_{i=1}^{N_x} x_i \int_{z=-t/2}^{z=t/2} \int_{y=-w/2}^{y=w/2} dF_z(x_i) dy dz = \sum_{i=1}^{N_x} x_i F_z(x_i)$$

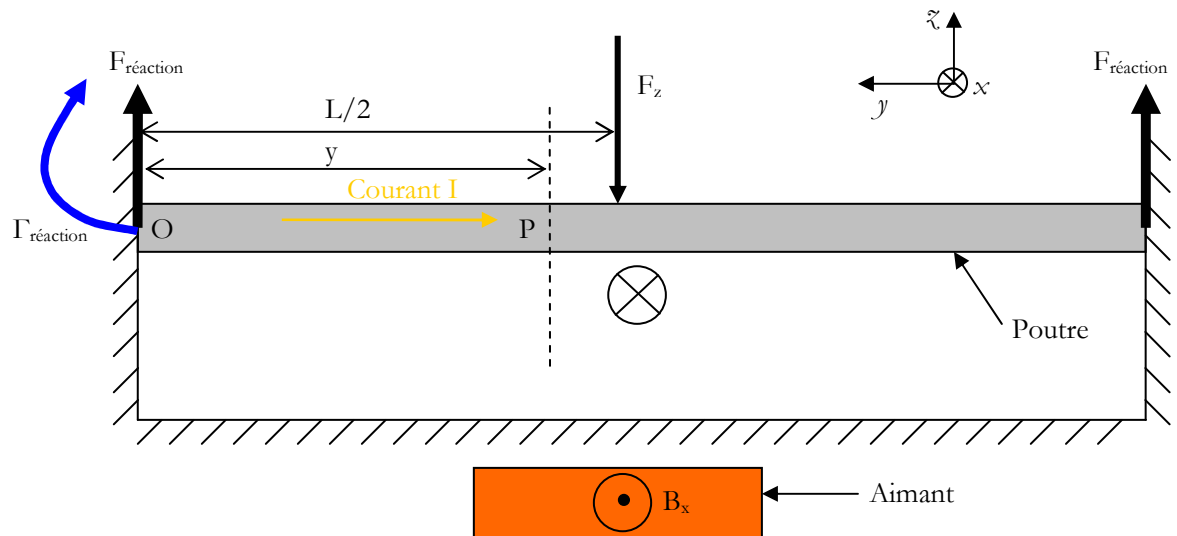
où  $N_x$  est le nombre de pas  $l_x$  le long de la poutre

## Annexe 2. Comparaison avec des modèles mécaniques plus simples

Afin de valider le calcul menée dans la section 2.3.4.2, nous avons comparé les résultats obtenus avec des approximations plus simples : la première suppose que toute la force est concentrée au milieu de la poutre (voir le modèle représenté à la Figure A2 - 1). La deuxième approximation considère toujours une force ponctuelle, mais tient compte du désalignement en  $y$  (cette force s'applique donc en un point  $a \neq L/2$ , voir la Figure A2 - 2). Nous ne donnerons pas le détail des calculs ici, mais les équations des déformées au Tableau A2 - 1 pour la première approximation et au Tableau A2 - 2 pour la deuxième.

**Tableau A2 - 1 – Bilan des équations de déformation pour l'approximation de la force de Laplace par une force ponctuelle centrée.**

Segment	Équations
$[0, L/2]$	$z_{[0, L/2]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( -\frac{F_z}{12} y^3 + \frac{LF_z}{16} y^2 \right)$
$[L/2, L]$	$z_{[L/2, L]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( \frac{F_z}{12} y^3 - \frac{3LF_z}{16} y^2 + \frac{F_z L^2}{8} y - \frac{F_z L^3}{48} \right)$



**Figure A2 - 1 – Approximation de la force de Laplace par une force ponctuelle centrée.**

**Tableau A2 - 2 – Bilan des équations de déformation pour l'approximation de la force de Laplace par une force ponctuelle décentrée.**

Segment	Équations
$[0, a]$	$z_{[0, a]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( \frac{R_{réaction}}{6} y^3 + \frac{\Gamma_{réaction}}{2} y^2 \right)$
$[a, L]$	$z_{[a, L]}(y) = -\frac{1}{EI} \left( \frac{F_z}{12} y^3 + (K - aF_z) \frac{y^2}{2} + \left( -\frac{R_{réaction}}{2} + \frac{F_z}{2} L^2 + (aF_z - \Gamma_{réaction}) L \right) y + \frac{R_{réaction}}{3} + \frac{F_z}{3} L^3 + \frac{\Gamma_{réaction} - aF_z}{2} L^2 \right)$
avec	$\Gamma_{réaction} = \frac{F_z a^3}{L^2} - \frac{2F_z a^2}{L} + F_z a \text{ et } R_{réaction} = \frac{3F_z a^2}{L^2} - F_z - \frac{2F_z a^3}{L^3}$



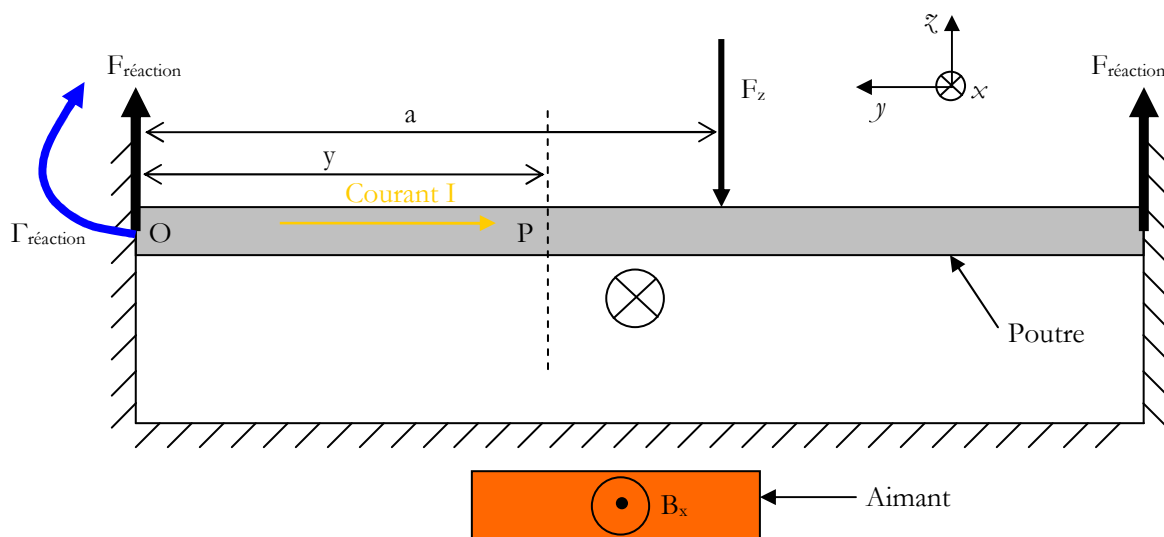


Figure A2 - 2 – Approximation de la force de Laplace par une force ponctuelle décentrée.

La Figure A2 - 3 montre la déformée calculée par les trois approximations, dans le cas d'un aimant décentré de 3  $\mu\text{m}$  sous une poutre de 15  $\mu\text{m}$ . L'approximation de la force centrée est assez mauvaise, puisqu'elle surestime la flèche de presque 100 % par rapport à l'approximation de la force décentrée uniformément répartie (flèche d'environ 0,14 nm et 0,07 nm respectivement). La deuxième approximation rend bien compte de l'effet du décentrage de l'aimant, mais elle a encore tendance à surestimer la valeur de la flèche. Nous considérons que l'approximation que nous avons retenue (voir section 2.3.4.2) donne des résultats assez précis pour être utilisée pour le dimensionnement du nano-résonateur.

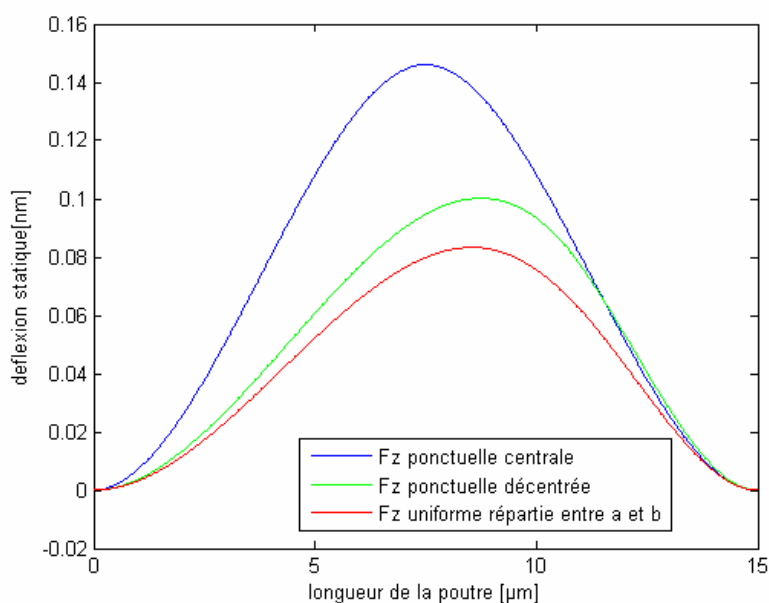


Figure A2 - 3 – Comparaison des déflexions calculées pour les 3 approximations (cas d'un aimant décentré de 3  $\mu\text{m}$  sur la droite).

## Annexe 3. Procédé de fabrication des résistances de constriction 2D

Les échantillons des résistances de constriction ont été fabriqués à la PTA par un procédé en trois étapes sur des plaques de silicium oxydées de 100 mm :

- Étape 1 : photolithographie des motifs, avec de la résine AZ1512 et le promoteur d'adhésion HMDS ;
- Étape 2 : dépôt par évaporateur électronique (Plassys MEB 550S) des couches métalliques d'intérêt, soit de l'or (métal de référence lorsqu'il s'agit d'étudier les contacts électriques) soit de l'aluminium. La vitesse de dépôt était de  $0,5 \text{ nm.s}^{-1}$ , contrôlée par une balance à quartz. Un dépôt de 5 nm de titane à  $0,1 \text{ nm.s}^{-1}$  est effectué juste avant le dépôt de la couche métallique afin d'assurer l'adhésion de cette dernière sur le  $\text{SiO}_2$  ;
- Étape 3 : lift-off de la résine dans l'acétone.

La Figure A3 - 1 montre une vue en coupe schématique d'un échantillon.

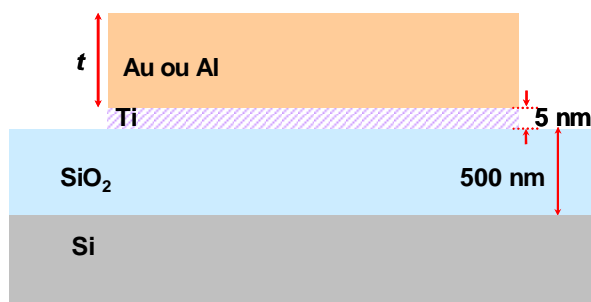
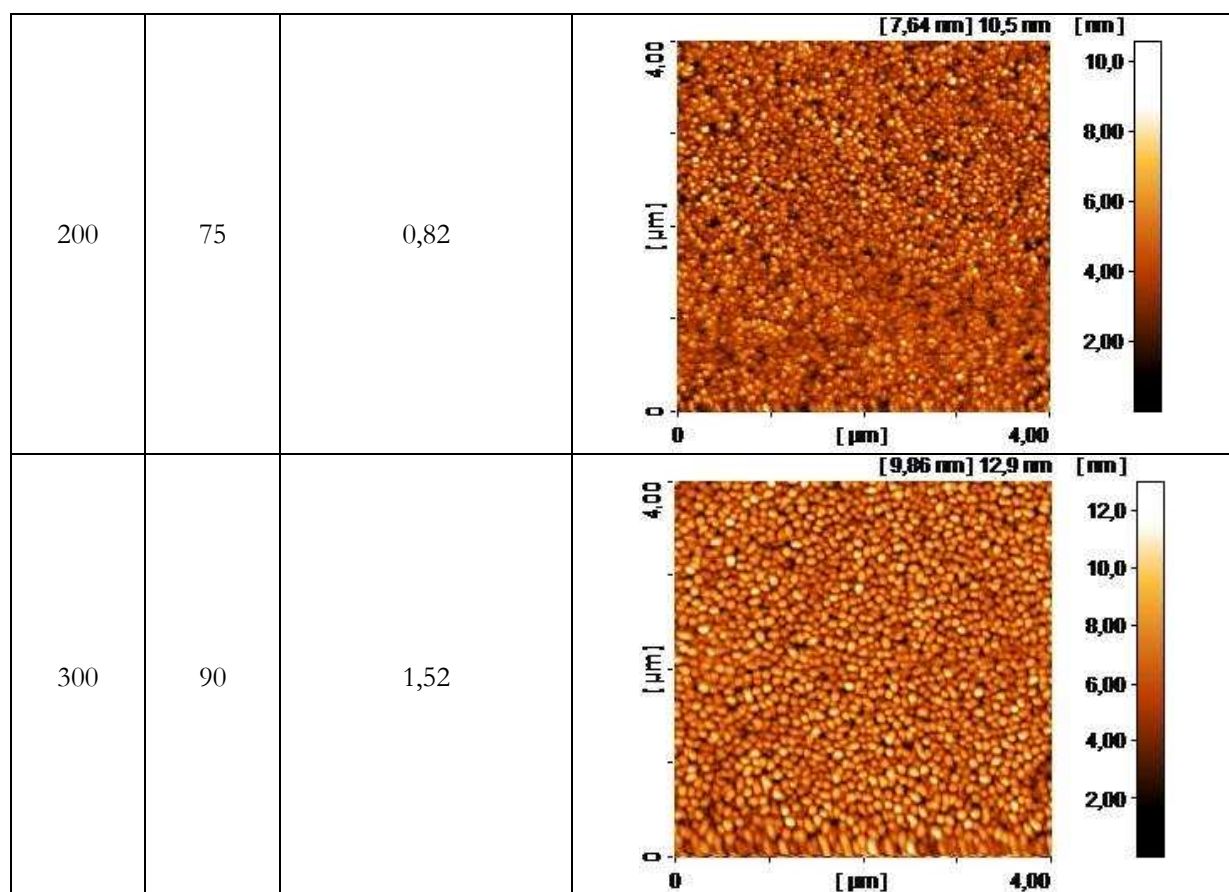


Figure A3 - 1 – Empilement présent sur les échantillons : le métal (de l'or ou de l'aluminium, d'épaisseur  $t$ ) repose sur une couche d'adhésion de titane, évaporée sur un substrat Si/ $\text{SiO}_2$ .

## Annexe 4. Tailles des grains et rugosités de films d'or

Tableau A4 - 1 – Évolution de la taille des grains et de la rugosité d'une couche d'or [112].

$t_{Au}$ [nm]	d [nm]	Rugosité RMS [nm]	Image AFM
30	45	0,34	
50	50	0,46	
100	62	0,6	



## Annexe 5. Gravure IBE

### A5. 1. Exemple de détection SIMS

La Figure A5 - 1 montre un exemple de courbe obtenue pendant le suivi de la gravure de l'aimant par le SIMS lors de la fabrication du nano-résonateur à la PTA (étape 4 de l'empilement présenté p. 126) : on y distingue l'évolution de la quantité des espèces détectées. Par exemple, lorsque la première couche de NiMn est gravée, le manganèse est beaucoup plus présent dans la chambre de gravure, et le détecteur distingue donc clairement une augmentation de la quantité de cette espèce. Similairement, le ruthénium apparaît en début et en fin de gravure, et le fer en milieu de gravure. La gravure est arrêtée manuellement, lorsque nous estimons que la courbe du ruthénium a atteint un plateau inférieur.

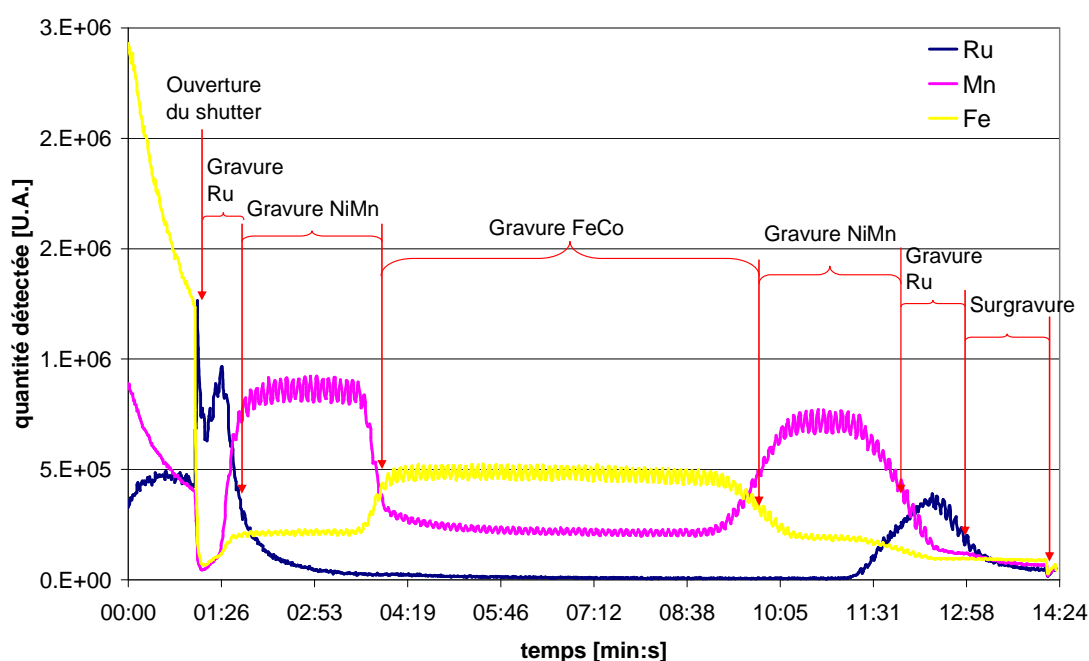


Figure A5 - 1 – Suivi SIMS de la gravure IBE de l'aimant.

### A5. 2. Calcul de l'épaisseur de $\text{SiO}_2$ pour le masque dur

Le Tableau A5 - 1 montre le détail du calcul de l'épaisseur de  $\text{SiO}_2$  à déposer sur l'aimant afin de s'en servir comme masque dur lors de la gravure IBE en 200 nm (étape 4 à 9 p. 134).

Tableau A5 - 1 – Calcul de l'épaisseur du  $\text{SiO}_2$  pour le masque dur.

Couche à graver	Épaisseur [nm]	Vitesse [nm.min <sup>-1</sup> ]	Durée [min]
TiN	40	7	5,7
Ru	10	7	1,4
PtMn	40	10	4
FeCo	25	10	2,5
surgravure $\text{SiO}_2$ thermique	40	12	3,3
TOTAL			16,9

équivalent $\text{SiO}_2$ 200°C masque dur	237	14	16,9
--	-----	----	------

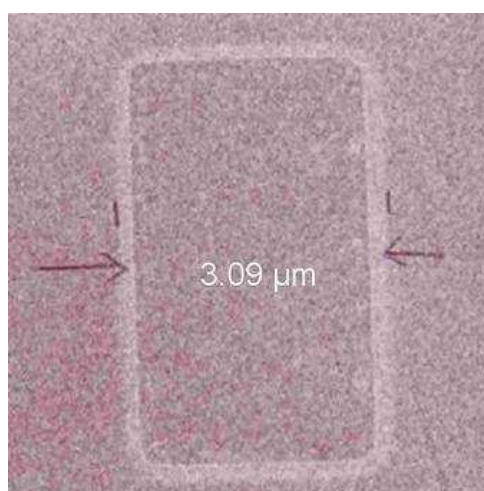
## Annexe 6. Contrôles dimensionnels au cours de la fabrication

La fabrication des structures sur la plate-forme du LETI présente l'avantage d'un suivi de fabrication qui permet de revenir sur le dimensionnement des structures afin de pouvoir modéliser leur comportement au plus près de la réalité. Le Tableau A6 - 1 récapitule les mesures des dimensions critiques (CD pour *Critical Dimension*) qui ont été réalisées au cours de la fabrication, pour une plaque typique du lot ( $g = 200$  nm). Ces mesures sont réalisées automatiquement à partir d'images MEB. Nous voyons tout d'abord que la photolithographie dégrade les dimensions du motif de plus ou moins quatre pourcents. Vient ensuite la gravure, qui amplifie encore la différence : pour les petites dimensions, la largeur du motif obtenu correspond quasiment au trois quarts du motif dessiné sur le masque (182 nm pour un motif initial de 250 nm  $\pm 7,5$  nm dus à la résolution du masque de grade G). Dans le cas de l'aimant, la dimension mesurée après la gravure est plus grande que celle de la photolithographie, car la mesure a été faite au pied du motif, et donc tient compte de l'élargissement de celui-ci dû à l'inclinaison de ses flancs (Figure A6 - 1).

Il serait bien sûr possible d'améliorer ces dimensions critiques, mais au prix d'un travail de développement conséquent. Pour l'utilisation que nous voulons faire du nano-résonateur, à savoir une preuve du concept de l'actionnement par des multicouches AF/FM, les dimensions obtenues sont tout à fait correctes. Il faudra seulement prendre garde d'utiliser les dimensions réelles pour localiser la fréquence de résonance lors de la mesure électrique du dispositif (voir la section 4.3.2 sur la variation de la fréquence de résonance due au procédé de fabrication).

**Tableau A6 - 1 – Comparaison des dimensions du nano-résonateur dessinées sur le masque (avec une résolution de  $\pm 7,5$  nm pour un grade G) et des valeurs moyennes sur les plaques.**

Étapes	Masque [nm]	Réelle [nm] Mesure $\pm 3 \sigma$	% réelle/masque	% gravure /photolithographie
CD photolithographie aimant	2750	2853 $\pm 13$	104	
CD gravure aimant	2750	3081 $\pm 74$	112	108
CD photolithographie poutre	250	241 $\pm 38$	96	
CD gravure poutre	250	182 $\pm 42$	73	76



**Figure A6 - 1 – Mesure du CD d'un aimant.**

# Références

- 
- [1] *The resonant gate transistor*, H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. A. Wickstrom, J. R. Jr. Davis, **IEEE Transactions on Electron Devices**, Vol. 14, No. 3, pp. 117-133, 1967
  - [2] *Silicon as a mechanical material*, K. E. Petersen, **Proceedings of the IEEE**, Vol. 70, No. 5, pp. 420-457, 1982
  - [3] *Crisis Speeds Change in the MEMS Industry*, J. Bouchaud et R. Dixon, iSuppli, **MEMS Monthly Market Brief**, Vol. 2, No. 4, 2009
  - [4] *La France aime-t-elle assez les MEMS ?*, G. Musi, **L'Expansion**, 17/07/2009
  - [5] Yole Développement, 2009
  - [6] *Nano-commutateur magnétique bistable*, L. Bilhaut, P. Andreucci, L. Duraffourg et B. Viala, brevet déposé sous le numéro d'enregistrement 08 52061 par le CEA le 28 mars 2008
  - [7] *Nano résonateur magnétique*, L. Duraffourg, P. Andreucci, L. Bilhaut et B. Viala, brevet déposé sous le numéro d'enregistrement 08 52062 par le CEA le 28 mars 2008
  - [8] <http://pta-grenoble.com/index.php>
  - [9] *Advanced Semiconductor Fabrication Handbook*, L. Shon-Roy, A. Wiesnoski et R. Zorich, W. Phillips-ICE, Scottsdale Arizona, 1998
  - [10] *VLSI Technology*, S. M. Sze, 2<sup>ème</sup> édition, McGraw-Hill Book Company, 1988
  - [11] *Comprehensive Microsystems*, Y. B. Gianchandani, O. Tabata, H. Zappe, Elsevier, 2008
  - [12] *Handbook of Modern Sensors*, J. Fraden, 2<sup>nd</sup> edition, Springer-Verlag New York, 1996
  - [13] *Ferroelectric thin films for micro-sensors and actuators: a review*, P. Muralt, **Journal of Micromechanics and Microengineering**, Vol. 10, pp. 136-149, 2000
  - [14] *The constituent equations of piezoelectric multilayer bending actuators in closed analytical form and experimental results*, R. G. Ballas, H. F. Schlaak et A. J. Schmid, **Sensors and Actuators A**, Vol. 130-131, pp. 91-98, 2006
  - [15] *Review : Semiconductor Piezoresistance for Microsystems*, A. A. Barlian, W.-T. Park, J. R. Mallon, A. J. Rastegar, et B. L. Pruitt, **Proceeding of the IEEE**, Vol. 97, No. 3, pp. 513-552, 2009
  - [16] *Magnétisme I – Fondements*, E. du Trémolet de Lacheisserie, EDP Sciences, 2000
  - [17] *Comparison of RSG-MOSFET and capacitive MEMS resonator detection*, N. Abelé, V. Pott, K. Boucart, F. Casset, K. Séguéni, P. Ancey et A.M. Ionescu, **Electronics Letters**, Vol. 41, No. 5, pp. 242-244, 2005



- 
- [18] *Compact and explicit physical model for lateral metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with nanoelectromechanical system based resonant gate*, L. Duraffourg, E. Colinet, E. Ollier, S. Hentz, P. Andreucci, B. Reig et P. Robert, **Applied Physics Letters**, Vol. 92, 174106, 2008
- [19] *Characterization of a High-sensitivity Micromachined Tunneling Accelerometer*, C. H. Liu, J. D. Grade, A. M. Barzilai, J. K. Reynolds, A. Partridge, H. K. Rockstad et T. W. Kenny, **Solid State Sensors and Actuators, Transducer 97**, Vol. 1, pp. 471-472, 1997
- [20] *Nanomechanical displacement detection using fiber-optic interferometry*, N. O. Azak, M. Y. Shagam, D. M. Karabacak, K. L. Ekinici, D. H. Kim et D. Y. Jang, **Applied Physics Letters**, Vol. 1, 093112, 2007
- [21] *Scanning electron microscopy for vacuum quality factor measurement of small-size MEMS resonators*, J. P. Gilles, S. Megherbi, G. Raynaud, F. Parrain, H. Mathias, X. Leroux, A. Bosseboeuf, **Sensors and Actuators A**, Vol. 145-146, pp. 187-193, 2008
- [22] *Nanoscale Mechanics*, A.N. Cleland et M.L. Roukes, **Proceedings of the 24<sup>th</sup> International Conference on the Physics of Semiconductors** (World Scientific Press, Singapore) 392, 261, 1999
- [23] *Développement sur substrat SOI mince de composants N-MEMS de type capteur inertiel et étude de la co-intégration avec une filière CMOS industrielle*, T. Baron, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, soutenu en avril 2008
- [24] *Measurement of the quantum of thermal conductance*, K. Schwab, E. A. Henriksen, J. M. Worlock et M. L. Roukes, **Nature**, Vol. 404, pp. 974-977, 2000
- [25] *Nanomechanical detection of itinerant electron spin flip*, G. Zolfagharkhani, A. Gaidarzhy, P. Degiovanni, S. Kettemann, P. Fulde et P. Mohanty, **Nature Nanotechnology**, Vol. 3, pp. 720-723, 2008
- [26] *Thickness dependence of the properties of highly c-axis textured AlN thin films*, F. Martin, P. Mural, M.-A. Dubois, A. Pezous, **Journal of Vacuum Science Technology**, Vol. 22, No. 2, 2004
- [27] *Scaling laws in the macro-, micro- and nanoworlds*, M. Wautelet, **European Journal of Physics**, Vol. 22, pp. 601-611, 2001
- [28] *From micro- to nanosystems: mechanical sensors go nano*, C. Hierold, **Journal of Micromechanics and Microengineering**, Vol. 14, pp. S1-S11, 2004
- [29] *Assessment of nanosystems for space applications*, L. Bilhaut et L. Duraffourg, **Acta Astronautica**, Vol. 65, No. 9-10, pp. 1272-1283, 2009
- [30] *Micro-capteur inertiel à épaisseur variable réalisé en technologies de surface*, P. Robert et L. Duraffourg, brevet déposé sous le numéro d'enregistrement 0651053 par le CEA le 27 mars 2006
- [31] *Micro-actionneurs électromagnétiques MAGMAS*, O. Cugat, Lavoisier, 2002
- [32] <http://www.cavendish-kinetics.com/>
- [33] *A New Embedded NVM Technology for Low-Power, High Temperature, Rad-Hard Applications*, M. A. Beunder, R. van Kampen, D. Lacey, M. Renault et C. G. Smith, **IEEE Non-Volatile Memory Technology Symposium**, pp. 65-68, 2005
- [34] *Bistable nanoelectromechanical devices*, K. J. Ziegler, D. M. Lyons, J. D. Holmes, D. Erts, B. Polyakov, H. Olin, K. Svensson et E. Olsson, **Applied Physics Letters**, Vol. 84, No. 20, pp. 4074-4076, 2004



- 
- [35] *A Non-Volatile Nanoelectromechanical Memory Element Utilizing a Fabric of Carbon Nanotubes*, J. W. Ward, M. Meinhold, B. M. Segal, J. Berg, R. Sen, R. Sivarajan, D. K. Brock et T. Rueckes, **IEEE Non-Volatile Memory Technology Symposium**, 2004
- [36] *Carbon Nanotube-Based Nonvolatile Random Access Memory for Molecular Computing*, T. Rueckes, K. Kim, E. Joselevich, G. Y. Tseng, C.-L. Cheung et C. M. Lieber, **Science**, Vol. 289, pp. 94-97, 2000
- [37] *Nanotube Memories for Space Applications*, M. N. Lovellette, A. B. Campbell, H. L. Hughes, R. K. Lawrence, J. W. Ward, M. Meinhold, T. R. Bengtson, G. F. Carleton, B. M. Segal et T. Rueckes, **IEEE Aerospace Conference Proceedings**, Vol. 4, pp. 2300-2305, 2004
- [38] *RF Nanoswitch*, D. Shim, K. Nam, S. Yun, et I. Song, brevet déposé par Samsung Electronics Co en octobre 2005
- [39] *Carbon Nanotube Linear Bearing Nanoswitches*, V. V. Deshpande, H.-Y. Chiu, H. W. Ch. Postma, C. Mikó, L. Forró et M. Bockrath, **Nano Letters**, Vol. 6, No. 6, pp. 1092-1095, 2006
- [40] *Nanoelectromechanical DRAM for ultra-large-scale integration (ULSI)*, J. E. Jang, S. N. Cha, Y. Choi, T. P. Butler, D. J. Kang, D. G. Hasko, J. E. Jung, J. M. Kim et G. A. J. Amaratunga, **IEEE Electron Devices Meeting**, pp. 261-264, 2005
- [41] *Magnetic switching element and signal processing device using the same*, S. Nakamura, Y. Motoi, S. Haneda, H. Morise et T. Hirai, brevet déposé par Kabushiki Kaisha Toshiba en septembre 2006
- [42] <http://www.nantero.com/index.html>
- [43] *VHF, UHF and microwave frequency nanomechanical resonators*, X. M. H. Huang, X. L. Feng, C. A. Zorman, M. Mehregany et M. L. Roukes, **New Journal of Physics**, Vol. 7, pp. 247-1-15, 2005
- [44] *Virus detection using nanoelectromechanical devices*, B. Ilic, Y. Yang et H. G. Craighead, **Applied Physics Letters**, Vol. 85, No. 13, pp. 2604-2606, 2004
- [45] *Fabrication of high frequency nanometer scale mechanical resonators from bulk Si crystals*, A. N. Cleland et M. L. Roukes, **Applied Physics Letters**, Vol. 69, No. 18, pp. 2653-2655, 1996
- [46] *External control of dissipation in a nanometer-scale radiofrequency mechanical resonator*, A. N. Cleland et M. L. Roukes, **Sensors and Actuators**, Vol. 72, pp. 256-261, 1999
- [47] *Balanced electronic detection of displacement in nanoelectromechanical systems*, K. L. Ekinici, Y. T. Yang, X. M. H. Huang et M. L. Roukes, **Applied Physics Letters**, Vol. 81, No. 12, pp. 2253-2255, 2002
- [48] *Ultrasensitive nanoelectromechanical mass detection*, K. L. Ekinici, X. M. H. Huang et M. L. Roukes, **Applied Physics Letters**, Vol. 84, No. 22, pp. 4469-4471, 2004
- [49] *Zeptogram-Scale Nanomechanical Mass Sensing*, Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, K. L. Ekinici et M. L. Roukes, **Nano Letters**, Vol. 6, No. 4, pp. 583-586, 2006
- [50] *Very High Frequency Silicon Nanowire Electromechanical Resonators*, X. L. Feng, R. He, P. Yang et M. L. Roukes, **Nano Letters**, Vol. 7, No. 7, pp. 1953-1957, 2007
- [51] *A controllable nanomechanical memory element*, R. L. Badzey, G. Zolfagharkhani, A. Gaidarzhy et P. Mohanty, **Applied Physics Letters**, Vol. 85, No. 16, pp. 3587-3589, 2004
- [52] *Parametric amplification in a torsional microresonator*, D. W. Carr, S. Evoy, L. Sekaric, H. G. Craighead et J. M. Parpia, **Applied Physics Letters**, Vol. 77, No. 10, pp. 1545-1547, 2000

- 
- [53] *A Compact and Low-Power CMOS Circuit for Fully Integrated NEMS Resonators*, J. Arcamone, B. Misischi, F. Serra-Graells, M. A. F. van den Boogaart, J. Brugger, F. Torres, G. Abadal, N. Barniol et F. Perez-Murano, **IEEE Transaction on circuits and systems**, Vol. 54, No. 5, pp. 377-381, 2007
- [54] *Multifunctional Nanomechanical Systems via Tunably Coupled Piezoelectric Actuation*, S. C. Masmanidis, R. B. Karabalin, I. De Vlaminck, G. Borghs, M. R. Freeman et M. L. Roukes, **Science**, Vol. 317, pp. 780-783, 2007
- [55] *Ultra-sensitive NEMS-based cantilevers for sensing, scanned probe and very high-frequency applications*, M. Li, H. X. Tang et M. L. Roukes, **Nature Nanotechnology**, Vol. 2, pp. 114-120, 2007
- [56] *A tunable carbon nanotube electromechanical oscillator*, V. Sazonova, Y. Yaish, H. Üstünel, D. Roundy, T. A. Arias et P. L. McEuen, **Nature**, Vol. 431, pp. 284-287, 2004
- [57] *An atomic-resolution nanomechanical mass sensor*, K. Jensen, Kwanpyo Kim et A. Zettl, **Nature Nanotechnology**, Vol. 3, pp. 533-537, 2008
- [58] *Ferromagnétisme*, J.P. Nozières, **Techniques de l'ingénieur**, E1730, Vol. 3, pp. 1-9, 1998
- [59] *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, **Physical Review Letters**, Vol. 61, No. 21, pp. 2472-2475, 1988
- [60] *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et W. Zinn, **Physical Review B**, Vol. 39, No. 7, pp. 4828-4830, 1989
- [61] *Magnetoresistive Random Access Memory Using Magnetic Tunnel Junctions*, S. Tehrani, J.M. Slaughter, M. Deherrera, B.N. Engel, N.D. Rizzo, J. Salter, M. Durlam, R.W. Dave, J. Janesky, B. Butcher, K. Smith et G. Grynkewich, **Proceedings of the IEEE**, Vol. 91, No. 5, pp. 703-714, 2003
- [62] *Magnetically Engineered Spintronic Sensors and Memory*, S. Parkin, X. Jiang, , C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche et M. Samant, **Proceedings of the IEEE**, Vol. 91, No. 5, pp. 661-680, 2003
- [63] *A 4-Mb Toggle MRAM Based on a Novel Bit and Switching Method*, B. N. Engel, J. Åkerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun et S. Tehrani, **IEEE Transactions on Magnetics**, Vol. 41, No. 1, 2005
- [64] *Structure, Materials and Shape Optimization of Magnetic Tunnel Junction Devices: Spin-Transfer Switching Current Reduction for Future Magnetoresistive Random Access Memory Application*, Y. Huai, D. Apalkov, Z. Diao, Y. Ding, A. Panchula, M. Pakala, L.-C. Wang et E. Chen, **Japanese Journal of Applied Physics**, Vol. 45, No. 5A, pp. 3835-3841, 2006
- [65] *A Novel Nonvolatile Memory with Spin Torque Transfer Magnetization Switching: Spin-RAM*, M. Hosomi, H. Yamagishi, T. Yamamoto, K. Bessho, Y. Higo, K. Yamane, H. Yamada, M. Shoji, H. Hachino, C. Fukumoto, H. Nagao et H. Kano, **Electron Devices Meeting**, pp. 459-462, 2005
- [66] *Curie point written magnetoresistive memory*, R. S. Beech, J. A. Anderson, A. V. Pohm et J. M. Daughton, **Journal of Applied Physics**, Vol. 87, No. 9, pp. 6403-6405, 2000
- [67] *Design of Curie point written magnetoresistance random access memory cells*, J. M. Daughton et A. V. Pohm, **Journal of Applied Physics**, Vol. 93, No. 10, pp. 7304-7306, 2003
- [68] *Thermally assisted MRAM*, I L Prejbeanu<sup>1</sup>, M Kerekes, R C Sousa, H Sibuet, O Redon, B Dieny et J P Nozières, **Journal of Physics Condensed Matter**, Vol. 19, 165218, 2007

- 
- [69] *Thermally Assisted Switching in Exchange-Biased Storage Layer Magnetic Tunnel Junctions*, I. L. Prejbeanu, W. Kula, K. Ounadjela, R. C. Sousa, O. Redon, B. Dieny et J.-P. Nozières, **IEEE Transactions on Magnetism**, Vol. 40, No. 4, pp. 2625-2627, 2004
- [70] *Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip*, W. J. Gallagher et S.S.P. Parkin, **IBM Journal of Research and Development**, Vol. 50, pp. 5-23, 2006
- [71] <http://everspin.com/products.html> (Everspin est une spin-off de Freescale)
- [72] <http://www.crocustechnology.com/>
- [73] *Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based antiferromagnets*, J. P. Nozières, S. Jaren, Y. B. Zhang, A. Zeltser, K. Pentek et V. S. Speriosu, **Journal of Applied Physics**, Vol. 87, No. 8, pp. 3920-3925, 2000
- [74] *Prediction and confirmation of perpendicular magnetic anisotropy in Co/Ni multilayers*, G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly et F. J. A. den Broeder, **Physical Review Letters**, Vol. 68, No. 5, pp. 682-685, 1992
- [75] *Exchange bias in antiferromagnetic-ferromagnetic-antiferromagnetic structures with out-of-plane magnetization*, J. Sort, B. Dieny et J. Nogués, **Physical Review B**, Vol. 72, No. 10, 104412, 2005
- [76] *Physique des matériaux magnétiques*, O. Geoffroy, **Techniques de l'ingénieur**, D2080, 2006
- [77] *3D Analytical Calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets*, G. Akoun et J.-P. Yonnet, **IEEE Transaction of Magnetism**, Vol. 20, No. 5, pp. 1962-1964, 1984
- [78] *Magnetization Dynamics in Magnetic Nanostructures*, D.E. Sorea Stanescu, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1, Grenoble, 2003
- [79] *Handbook of elastic properties of solids, liquids and gases*, Levy, Bass, Stern, 2001
- [80] *Hardness measurement at penetration depths as small as 20 nm*, J. B. Pethica, R. Hutchings et W. C. Oliver, **Philosophical Magazine A**, Vol. 48, No. 4, pp 593-606, 1983
- [81] *Vickers indentation curves of magnesium oxide (MgO)*, J. L. Loubet, J. M. Georges, O. Marchesini et G. Meille, **Journal of lubrication Technology**, Vol. 106, No. 1, pp. 43-48, 1984
- [82] *Measurement of the elastic modulus of nanostructured gold and platinum thin films*, M. C. Salvadori, I. G. Brown, A. R. Vaz, L. L. Melo et M. Cattani, **Physical Review B**, Vol. 67, No. 15, 153404, 2003
- [83] *A possible method for studying Fermi surfaces*, Y. V. Sharvin, **Soviet Physics JETP**, Vol. 21, p. 655, 1965
- [84] *A surface roughness parameter in Hertz contact*, J. A. Greenwood, K. L. Johnson et E. Matsubara, **Wear**, Vol. 100, pp. 47-57, 1984
- [85] *Electrical contact reliability in a magnetic MEMS switch*, M. Vincent, L. Chiesi, J.-C. Fourrier, A. Garnier, B. Grappe, C. Lapiere, C. Coutier, A. Samperio et S. Paineau, **Proceedings of the 54<sup>th</sup> IEEE Holm Conference on Electrical Contacts**, pp. 145-150, 2008
- [86] *Résistance des matériaux*, S. P. Timoshenko, Ed. Dunod, 1949 (1<sup>ère</sup> édition en anglais)
- [87] *Heat Transfer*, J. P. Holman, 8<sup>th</sup> edition, McGraw-Hill, 1997

- 
- [88] *Theory of Elasticity*, L. D. Landau et E. M. Lifshitz, 3<sup>rd</sup> edition, Oxford:Butterworth–Heinemann, 1986
- [89] *Nonlinear dynamics of nanomechanical beam resonators: improving the performance of NEMS-based sensors*, N. Kacem, S. Hentz, D. Pinto, B. Reig et V. Nguyen, **Nanotechnology**, Vol. 20, 275501, 2009
- [90] *Formulas for natural frequency and mode shape*, Robert D. Blevins, Krieger publishing Company, pp. 108-109, 1993
- [91] *Modelling the electrostatic actuation of MEMS: state of the art 2005*, A. Fargas Marquès, R. Costa Castelló et A.M. Shkel, **Technical Report de l'Institut d'Organització i Control de Sistemes Industrials**, No. 18, 2005
- [92] *L'effet Casimir : théorie et expériences*, A. Lambrecht, C. Genet, F. Intravaia et S. Reynaud, **Journal de Physique IV**, Vol. 119, pp. 43-50, 2004
- [93] *Short- and long-range equilibrium energies in a Nanoswitch*, I. Cavero-Peláez et A. Lambrecht, rapport d'activité, LETI, décembre 2008
- [94] *Casimir force between doped silicon slabs*, L. Duraffourg, P. Andreucci, **Physics Letters A**, Vol. 359, pp. 406-411, 2006
- [95] *Modeling and test of nanostructure fabricated on 160 nm thin SOI wafer for in-IC integration*, P. Andreucci, L. Duraffourg, E. Ollier, E. Colinet, S. Hentz, H. Fontaine, V. Nguyen, M. T. Delaye, H. Grange, D. Renaud, P. Robert, **Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference**, pp. 1681-1684, 2007
- [96] *Capitalisation de modèles métiers pour la conception de microsystèmes magnéto-mécaniques*, P. Pham-Quang, thèse en cours à l'école doctorale EEATS-Grenoble
- [97] *Étude, réalisation et caractérisation de transistors MOS à grille suspendue*, M. Collonge, INP Grenoble, thèse à soutenir en 2009/2010
- [98] *Le ferromagnétisme en couche mince pour les hyperfréquences*, B. Viala, manuscrit d'habilitation à diriger les recherches, Université Joseph Fourier, 2008
- [99] *Xenon Difluoride Etching System*, Berkeley Microfabrication Laboratory
- [100] *Microelectromechanical structure and a method for making the same*, J. Doan et S. Patel, brevet déposé par Texas Instruments Incorporated, 2004
- [101] *A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shape*, L. J. Van der Pauw, **Philips Research Reports**, Vol. 13, No. 1, pp. 1-9, 1958
- [102] *A treatise on Electricity and Magnetism*, J. C. Maxwell, 1873
- [103] *Electric Contacts: Theory and Applications*, R. Holm, Springer, 4<sup>ème</sup> édition, 1999
- [104] *Physique de l'état solide*, C. Kittel, 7<sup>ème</sup> édition, Dunod, 1998
- [105] *Cu interconnects with Ru diffusion barriers*, J. Kardokus, E. Lee, N. Truong, N. Iwamoto, B. Prater, **Solid State Technology**, 2005
- [106] *Mean free path and density of conductance electrons in platinum determined by the size effect in extremely thin films*, G. Fisher, H. Hoffmann et J. Vancea, **Physical Review B**, Vol. 22, No. 12, pp. 6065-6073, 1980

- 
- [107] *Résistance électrique de contact: revue des différents modèles*, L. Boyer, F. Houzé et S. Noël, **L'Onde Électrique**, Vol. 71, No. 3, pp. 14-23, 1991
- [108] *The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry*, G. Wexler, **Proceedings of the Physical Society**, Vol. 89, pp. 927-941, 1966
- [109] *Electrical Contacts – Principles and applications*, P. G. Slade, Marcel Dekker Inc., 1999
- [110] *Selecting metal alloy electric contact materials for MEMS switches*, R. Jr A. Coutu, P. E. Kladitis, K. D. Leedy et R. L. Crane, **Journal of Micromechanics and Microengineering**, Vol. 14, pp. 1157-1164, 2004
- [111] *Quantized conductance in relays*, K. Hansen, E. Lægsgaard, I. Stensgaard et F. Besenbacher, **Physical Review B**, Vol. 56, No. 4, pp. 2208-2220, 1997
- [112] *Caractérisation de matériaux de contact pour commutateurs en technologies MEMS*, D. Lory, rapport de stage de 2<sup>ème</sup> année d'école d'ingénieur Phelma, 2009
- [113] *Study of Contacts in an Electrostatically actuated Microswitch*, S. Majumder, N. E. McGruer, George G. Adams, A. Zavracky et P. M. Zavracky, **44<sup>th</sup> IEEE Holm Conference on Electrical Contacts**, pp. 127-132, 1998
- [114] *Adhesion and Contact Resistance in an Electrostatic MEMS Microswitch*, S. Majumder, N.E. McGruer et G. G. Adams, **18<sup>th</sup> IEEE International Conference on MEMS**, pp. 215-218, 2005
- [115] *Verification of contact modeling with Comsol multiphysics software*, F. Pennec, H. Achkar, D. Peyrou, R. Plana, P. Pons et F. Courtade, **Eurosim07**, 2007
- [116] *Experimental Validation of a 2-D Constriction Resistance Model at the Microscale*, L. Bilhaut, C. Poulain, R. Anciant et L. Duraffourg, **55<sup>th</sup> IEEE Holm Conference on Electrical Contacts**, 2009
- [117] *Magnetoresistance in thin Permalloy film (10 nm thick and 30–200 nm wide) nanocontacts fabricated by e-beam lithography*, N. García, C. Hao, L. Yonhua, M. Muñoz, Y. Chen, Z. Lu, Y. Zhou, G. Pan, Z. Cui et A. A. Pasa, **Applied Physics Letters**, Vol. 89, 083112, 2006
- [118] *Low level measurements handbook (Precision DC current, voltage, and resistance measurements)*, 6<sup>th</sup> edition, Keithley Instruments Inc., 2004
- [119] *Contact Resistance of Thin Metal Film Contacts*, G. Norberg, G. Dejanovic et S. Hesselbom, **IEEE Transaction on Components and Packaging Technologies**, Vol. 29, No. 2, pp. 371-378, 2006
- [120] *Constriction Resistance of Thin Film Contacts*, R.S. Timsit, **Proceedings of the 54<sup>th</sup> IEEE Holm Conference on Electrical Contacts**, pp. 332-336, 2008
- [121] *The mean free path of electrons in metals*, E. H. Sondheimer, **Advances in Physics**, Vol. 50, No. 6, pp. 499-537, 2001 (originellement publié dans le Vol. 1, 1952)
- [122] *Intrinsic Resistivity and Electron Mean Free Path in Aluminum Films*, A. F. Mayadas, **Journal of Applied Physics**, Vol. 39, No. 9, pp. 4241-4245, 1968
- [123] *Electrical Resistivity Model for Polycrystalline Films: the Case of Specular Reflection at external Surfaces*, A. F. Mayadas et M. Shatzkes, **Applied Physics Letters**, Vo 14, No. 11, pp.345-347, 1969
- [124] *Electrical-Resistivity Model for Polycrystalline Films: the Case of Arbitrary Reflection at External Surfaces*, A.F. Mayadas et M. Shatzkes, **Physical Review B**, Vol. 1, No. 4, 1970

- 
- [125] *Influence of the electron mean free path on the resistivity of thin metal films*, W. Zhang, S. H. Brongersma, O. Richard, B. Brijs, R. Palmans, L. Froyen et K. Maex, **Microelectronic Engineering**, Vol. 76, No. 1-4, pp. 146-152, 2004
- [126] *Influence of grain boundary scattering on the electrical and thermal conductivities of polycrystalline gold nanofilms*, Q. G. Zhang, B. Y. Cao, X. Zhang, M. Fujii et K. Takahashi, **Physical Review B**, Vol. 74, 134109, 2006
- [127] *Nanoindentation measurements of the mechanical properties of polycrystalline Au and Ag thin films on silicon substrates: Effects of grain size and film thickness*, Y. Cao, S. Allameh, D. Nankivil, S. Sethiaraj, T. Otiti et W. Soboyejo, **Materials Science and Engineering A**, Vol. 427, No. 1-2, pp. 232-240, 2006
- [128] *Amélioration du contact électrique dans les micro-contacteurs en technologie MEMS*, M. Vincent, thèse de l'école doctorale Électronique, Électrotechnique, Automatique et Traitement du Signal de Grenoble, soutenance prévue en 2010
- [129] <http://www.deltamask.nl/frames.html>
- [130] *3D Structures with piezoresistive sensors in standard CMOS*, E. Hoffman, B. Warneke, E. Kruglick, J. Weigold et K. S. J. Pister, **Proceedings Micro Electro Mechanical Systems**, pp. 288-293, 1995
- [131] *Etch rates for Micromachining Processing*, K. R. Williams adn R. S. Muller, **Journal of Microelectrochemical Systems**, Vol. 5, No. 4, pp. 256-269, 1996
- [132] *Controlled Pulse-Etching with Xenon Difluoride*, P.B. Chu, J. T. Chen, R. Yeh, G. Lin, J. C. P. Huang, B. A. Warneke et S. J. Pister, **9<sup>th</sup> International Conference on Solid-State Sensors and Actuators**, Vol. 1, pp. 665-668, 1997
- [133] *Techniques for Reduction in Surface Roughness and Aperture Size Effect for XeF<sub>2</sub> Etching of Si*, K. Sugano et O. Tabata, **International Symposium on Micromechatronics and Human Science**, pp. 47-52, 2002
- [134] <http://www.polytec.com>
- [135] Communication interne au LETI, G. Le Rhun, expert contraintes couches minces platine
- [136] Calcul L. Duraffourg, expert senior au LETI